N° d'enregistrement
A.O.12.249

PARIJS

THESE

DE DOCTORAT D'ETAT ES SCIENCES PHYSIQUES

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

PARIS 6

par

Claudine HERMANN

POUR OBTENIR LE GRADE

DE DOCTEUR ES SCIENCES

POMPAGE OPTIQUE DANS L'ANTIMONIURE DE GALLIUM; DETECTION OPTIQUE DE LA RESONANCE ELECTRONIQUE

SOUTENUE LE 21 JANVIER 1976 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

Mr BOK	Président
Mr BENOIT A LA GUILLAUME	Examinateurs
Mr CAGNAC	
Mr FRIEDEL	
Mr LAMPEL	
Mr SOLOMON	

N° d'enregistrement

THESE

DE DOCTORAT D'ETAT ES SCIENCES PHYSIQUES

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

PARIS 6

par

Claudine HERMANN

POUR OBTENIR LE GRADE

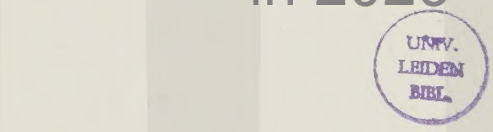
DE DOCTEUR ES SCIENCES

POMPAGE OPTIQUE DANS L'ANTIMONIURE DE GALLIUM; DETECTION OPTIQUE DE LA RESONANCE ELECTRONIQUE

SOUTENUE LE 21 JANVIER 1976 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

Mr BOK	Président
Mr BENOIT A LA GUILLAUME	Examinateurs
Mr CAGNAC	
Mr FRIEDEL	
Mr LAMPEL	
Mr SOLOMON	

Digitized by the Internet Archive
in 2026



https://archive.org/details/IA41548118_0016

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 4

Chapitre I : GENERALITES SUR LE POMPAGE OPTIQUE DANS GaSb

I Couplage entre un semiconducteur et une lumière polarisée 7

1. Polarisation de la lumière, polarisation des électrons 7
2. Evolution de la polarisation électronique . . . 9
3. Polarisation de la lumière de recombinaison . . 12

II Modifications de la polarisation électronique par des champs extérieurs 13

1. Effet d'un champ magnétique transverse 13
2. Effet d'un champ magnétique longitudinal . . . 16
3. Résonance électronique 17

III Fonctions d'onde des composés III-V 18

1. Symétrie des fonctions d'onde en centre de zone. 18
2. Perturbation $\vec{k}.\vec{p}$ et couplage spin-orbite . . . 20
   a) Symétrie des niveaux 21
   b) Energie et masse de l'électron de conduction . 22
   c) Fonction d'onde de la bande de conduction . . . 22
3. Terme en k^3 de la bande de conduction 25
4. Polarisation des électrons de conduction par pompage optique 26

Chapitre II : RELAXATION ELECTRONIQUE DANS GaSb 29

I Propriétés des divers échantillons utilisés 30

II Dispositif expérimental 33

III Excitation des électrons par une lumière d'énergie $h\nu = E_G$ 36

1. Renseignements fournis par l'expérience 36
2. Origine de la variation de $\mathcal{P}$ avec B_z 41
3. Dynamique des électrons polarisés 44

4. Mécanismes de la relaxation électronique 48
a) Relaxation du spin des électrons piégés . . . 48
b) Relaxation du spin des électrons de conduction. 50
α) Mécanisme Dyakonov Perel 50
β) Mécanisme Elliott Yafet 52
5. Analyse des expériences 53
a) Résultats 53
b) Discussion 54
α) Durée de vie τ 58
β) Temps de relaxation de spin des électrons de conduction T_1^o 58
γ) Relaxation du spin des électrons piégés . . 59
IV Excitation des électrons par une lumière d'énergie $h\nu > E_G$ 61
1. Résultats expérimentaux 62
a) Variation du taux de polarisation avec l'énergie 62
b) Comparaison avec d'autres résultats expérimentaux 66
2.Thermalisation et dépolarisation des électrons de conduction 67
3. Comparaison avec nos expériences 72
a) Champ longitudinal 72
b) Champ transverse 73
c) Dépouillement des courbes $\mathcal{P}(h\nu)$ 73
Appendice I : Effet d'une répartition de champs statiques sur la polarisation électronique 80
Appendice II : Thermalisation et dépolarisation dans un système atomique 85

Chapitre III : RESONANCE ELECTRONIQUE DANS GaSb 88
I. Principe de l'expérience 88
II.Description de l'expérience 90
III. Résultats de résonance électronique sur GaSb . . 95
1. Etude du pompage optique 95
2. Etude de la forme du signal dans l'échantillon A_3 96
3. Etude de la position de la résonance en fonction de la fréquence dans l'échantillon C 100

IV. Déterminations expérimentales non résonnantes de g^* dans GaSb 102
1. Effet Zeeman 102
2. Effets optiques en présence de champ magnétique intense 103
V. Déterminations théoriques du facteur g^* des électrons de conduction 104
1. Modèle à 3 bandes 106
2. Interaction entre Γ_1^c et Γ_5^c 107
3. Détermination expérimentale de P^2 et P'^2 111
VI. Conclusion 115

Chapitre IV : EFFETS NUCLEAIRES DANS GaSb 117
I. Prévision des effets nucléaires 118
II. Résultats expérimentaux 119
1. Variation de la polarisation électronique avec B_z. 120
2. Déplacement de la résonance électronique 126
3. Résonance nucléaire directe 132
4. Double résonance électronique et nucléaire 132
III. Discussion 136
1. Calcul de B_L , b_n et b_e 136
a) B_L 136
b) Polarisation des noyaux 137
c) Calcul de b_n et b_e 138
d) Valeurs numériques de b_n^c , b_n^p , b_e^c , $b_e^p(r_I)$ . . 140
e) Comparaison avec les valeurs expérimentales . . 141
2. Temps de relaxation nucléaire 141
a) Calcul du temps de relaxation dû à l'interaction hyperfine 142
b) Mécanisme de fuite 143

CONCLUSION 145

TABLE DES NOTATIONS UTILISEES 147

REFERENCES 152

REMERCIEMENTS 158

I N T R O D U C T I O N

Depuis la première expérience de pompage optique interbande dans le silicium par Lampel en 1968 (1), cette technique s'est révélée particulièrement féconde pour l'étude des semiconducteurs : GaSb (2), $Ga_xAl_{1-x}As$ (3), GaAs (4), InP (5), InSb (6), CdS (7), CdSe (8), CdTe (9)... Son principe est voisin de celui du pompage optique dans les gaz (10), les symétries des fonctions d'onde d'électrons délocalisés dans le cristal jouant le même rôle que les symétries des fonctions d'onde atomiques des gaz.

L'excitation du semiconducteur par de la lumière polarisée circulairement crée des électrons polarisés de spin dans la bande de conduction. Pendant leur vie dans l'état excité les électrons sont soumis à des effets, soit internes au cristal (relaxation de l'énergie ou du spin, interaction avec les noyaux...), soit externes (champ magnétique longitudinal ou transverse par rapport à la direction de propagation de la lumière excitatrice, résonance électronique...) qui modifient leur polarisation. Les électrons se recombinent en partie radiativement et la lumière émise est polarisée proportionnellement à la polarisation des électrons (2). Cette polarisation de la luminescence constitue une sonde sensible pour l'étude de la polarisation électronique et des facteurs qui l'influencent.

Le présent travail porte sur les résultats d'expériences de pompage optique interbande dans l'antimoniure de gallium GaSb. Le choix de ce semiconducteur présente certes quelques inconvénients : les échantillons sont encore mal contrôlés, car ils contiennent en général quelques 10^{17} accepteurs par cm^3 et leur compensation est mal connue ; nous déduisons la polarisation des électrons de celle d'un spectre de luminescence dont la nature est controversée (11) (12)(13);le spectre de luminescence est situé dans l'infrarouge (1,5µ) dans un domaine où il n'existe pas encore de lasers accordables, ce qui oblige la plupart du temps à

utiliser des sources conventionnelles et des détecteurs à sulfure de plomb sensibles mais lents.

En revanche, sur le plan théorique, les effets attendus sont prometteurs : parmi les différents processus de relaxation des spins électroniques, les mécanismes intrinsèques doivent être importants par suite de la force du couplage spin-orbite ; on dispose d'une méthode de détermination du facteur de Landé g^* des électrons de conduction, qui n'avait jamais été mesuré de façon résonnante auparavant ; le couplage entre électrons et noyaux se traduit par des effets importants sur le pompage optique des électrons.

L'étude est facilitée sur le plan expérimental par de nombreux facteurs : la luminescence a un fort rendement quantique, d'où des signaux intenses. Au point de vue du pompage optique, les échantillons, bien qu'impurs, sont naturellement de type p, ce qui rend la polarisation des électrons photocréés facile à observer. Les taux de polarisation sont élevés, surtout dans les échantillons à forte concentration en accepteurs ; des champs magnétiques longitudinaux et transverses de quelques gauss suffisent à modifier la polarisation électronique.

Cette étude est divisée en quatre parties :

Le chapitre I rappelle les principes du pompage optique interbande dans les semiconducteurs ainsi que des notions sur la structure de bande des composés III-V qui nous seront nécessaires dans la suite.

Au chapitre II, à partir des résultats de pompage optique obtenus en l'absence de polarisation nucléaire, nous analysons la thermalisation et la relaxation de spin des électrons photocréés : nous montrons en particulier que les électrons effectuent des transitions entre la bande de conduction et les donneurs, ces deux états influençant la relaxation de spin ; les noyaux non polarisés sont responsables de la relaxation de spin des électrons liés sur les donneurs, par l'intermédiaire de la fluctuation de l'interaction hyperfine de contact.

Le chapitre III traite de la résonance des électrons de conduction dans GaSb, dans des conditions expérimentales où, comme au chapitre II, les noyaux ne sont pas polarisés : nous avons mesuré le facteur g^* des électrons de conduction en détectant leur résonance sur la variation de la polarisation de la lumière de luminescence. Cette méthode de détection de la résonance (14), particulièrement sensible, a été ensuite généralisée à GaAs (15), InP (16), $Ga_xAl_{1-x}As$ (17). Elle permet l'observation de la résonance d'électrons dans des matériaux aussi peu dopés que possible, et en particulier dans des échantillons de type p, où les seuls électrons présents sont ceux qui y ont été photocréés.

Le chapitre IV montre les effets de la polarisation des noyaux sur la polarisation électronique : à partir de la modification de la polarisation électronique, et du déplacement de la résonance des électrons de conduction, on obtient des renseignements sur le système couplé électrons-noyaux.

On trouvera à la fin de cette thèse une table des notations utilisées.

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LE POMPAGE OPTIQUE DANS GaSb

Les semiconducteurs de type III-V se prêtent bien au pompage optique interbande car les symétries des fonctions d'onde des bandes de valence et de conduction, qui jouent le même rôle que les symétries des états fondamental et excité en pompage optique atomique, permettent d'obtenir un taux de polarisation de spin important pour les électrons de conduction. Nous rappellerons d'abord comment la lumière polarisée agit sur un semiconducteur. Lorsque la lumière excitatrice est polarisée circulairement, on est dans les conditions du pompage optique ; nous indiquerons alors l'influence de la relaxation du spin, et montrerons qu'il est possible de modifier la polarisation électronique par des champs magnétiques extérieurs ou par résonance. On peut observer ces effets puisque toutes les variations de polarisation électronique sont répercutées sur la polarisation de la lumière de luminescence, qui lui est directement proportionnelle. Les rappels sur la structure de bande des composés III-V du dernier paragraphe nous permettront d'évaluer quantitativement le taux de polarisation des électrons de conduction à l'instant de leur création ; ils nous seront également nécessaires dans l'étude de la relaxation des spins électroniques, dont plusieurs mécanismes sont liés à la forme particulière des fonctions d'onde de la bande de conduction de ces semiconducteurs.

I. COUPLAGE ENTRE UN SEMICONDUCTEUR ET UNE LUMIERE POLARISEE

1. Définissons d'abord la polarisation de la lumière et celle des électrons.

- Soit une lumière monochromatique, de pulsation ω, de fréquence $\nu = \omega/2\pi$, et de vecteur d'onde $\vec{q}$, se propageant suivant Oz. Son potentiel vecteur $\vec{A}$, vecteur réel, décrit son état de polarisation. Si on choisit comme jauge

$$\text{div } \vec{A} = 0 \qquad \text{(I.1)}$$

$\vec{A}$ est contenu dans le plan xOy. On peut le décomposer sur $\vec{e_x}$ et $\vec{e_y}$, vecteurs unitaires des axes, qui décrivent deux états de polarisation rectiligne orthogonaux :

$$\vec{A}\begin{cases} A_x = a_x\cos(\omega t - \alpha_x - qz) \\ A_y = a_y\cos(\omega t - \alpha_y - qz) \end{cases} \qquad (I.2)$$

On définit le vecteur complexe $\vec{A}^c$ tel que $\vec{A} = \mathrm{Re}\ \vec{A}^c$

$$\vec{A}^c\begin{cases} A_x^c = a_x\exp -i(\omega t - \alpha_x - qz) \\ A_y^c = a_y\exp -i(\omega t - \alpha_y - qz) \end{cases} \qquad (I.3)$$

que l'on projettera sur $\vec{e}_{\pm} = \dfrac{\vec{e}_x \pm i\vec{e}_y}{\sqrt{2}}$, vecteurs décrivant les deux polarisations circulaires $\sigma_{\pm}$ du plan :

$$\vec{A}^c\begin{cases} A_+^c = \dfrac{1}{\sqrt{2}}\left[a_x\exp(i\alpha_x) - ia_y\exp(i\alpha_y)\right]\ \exp -i(\omega t - qz) \\ A_-^c = \dfrac{1}{\sqrt{2}}\left[a_x\exp(i\alpha_x) + ia_y\exp(i\alpha_y)\right]\ \exp -i(\omega t - qz) \end{cases} \qquad (I.4)$$

Par exemple pour une lumière polarisée circulaire σ_+ $a_x = a_y = \dfrac{a}{\sqrt{2}}$, $\alpha_y = \alpha_x + \dfrac{\pi}{2}$, la projection A_-^c sur $\vec{e}_-$ est nulle.

On définit de la manière suivante le taux de polarisation circulaire d'une lumière quelconque : soient $I(\sigma_+)$ l'intensité de sa composante circulaire σ_+ et $I(\sigma_-)$ l'intensité de sa composante circulaire σ_-. L'intensité totale de la lumière est donc $I(\sigma_+) + I(\sigma_-)$ et son taux de polarisation vaut :

$$\frac{I(\sigma_+) - I(\sigma_-)}{I(\sigma_+) + I(\sigma_-)} \qquad (I.5)$$

- De même on peut définir le taux de polarisation P des électrons par rapport à une direction de quantification choisie comme axe Oz : soit n_+ (resp n_-) la concentration en électrons de spin $+\frac{1}{2}$ (resp $-\frac{1}{2}$). La concentration totale d'électrons est $n = n_+ + n_-$, et leur taux de polarisation P vaut

$$P = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-} \qquad (I.6)$$

On peut également définir leur aimantation $\vec{M}$: sur la direction Oz, on a :

$$M_z = -\frac{1}{2} g^* \mu_B n P \qquad (I.7)$$

où g^* est le facteur de Landé des électrons, μ_B le magnéton de Bohr. De façon générale, $\vec{M} = -g^* \mu_B n \langle \vec{S} \rangle$ (I.8)
$\langle \vec{S} \rangle$ étant la valeur moyenne de l'opérateur spin électronique.

2. Evolution de la polarisation électronique

- Nous allons maintenant supposer qu'en excitant un semiconducteur avec de la lumière polarisée circulairement, d'énergie $h\nu$ supérieure à l'énergie E_G de la bande interdite (h est la constante de Planck), nous avons à l'instant initial créé une polarisation P_i :

$$P_i = \frac{n_{i+} - n_{i-}}{n_{i+} + n_{i-}} \qquad (I.9)$$

La lumière et le spin électronique sont quantifiés selon la même direction Oz. P_i dépend de la nature de la lumière excitatrice et de la symétrie des fonctions d'onde des états initial et final du semiconducteur. Au paragraphe III nous calculerons sa valeur à partir des fonctions d'onde d'un composé III-V. Remarquons ici que la lumière n'agissant que sur la variable orbitale et non sur le spin, seul le couplage spin-orbite permet une orientation des spins par la lumière, c'est-à-dire la création d'une polarisation initiale P_i non nulle.

- Comparons les effets d'orientation des lumières σ_+ et σ_- : Soient $\Pi_+(\sigma_+)$ (resp $\Pi_-(\sigma_+)$) les probabilités relatives de transition en lumière σ_+ vers un état de spin $+\frac{1}{2}$ (resp $-\frac{1}{2}$) ; la polarisation créée par la lumière σ_+ est :

$$P_i(\sigma_+) = \Pi_+(\sigma_+) - \Pi_-(\sigma_+) \qquad (I.10)$$

Si on excite avec de la lumière σ_- :

$$P_i(\sigma_-) = \Pi_+(\sigma_-) - \Pi_-(\sigma_-) \qquad (I.11)$$

Comme les états de spin $+\frac{1}{2}$ et $-\frac{1}{2}$ sont conjugués de

Kramers et que les polarisations circulaires σ_+ et σ_- se déduisent l'une de l'autre par renversement du sens du temps, on a :

$$\Pi_+(\sigma_+) = \Pi_-(\sigma_-) \qquad (I.12)$$

$$\Pi_-(\sigma_+) = \Pi_+(\sigma_-) \qquad (I.13)$$

$$\text{d'où : } P_i(\sigma_+) = -P_i(\sigma_-) \qquad (I.14)$$

- Une fois créée, la polarisation électronique, de valeur initiale P_i, subit divers effets qui la modifient. Nous allons ici décrire les équations d'évolution du nombre d'électrons et de leur polarisation dans les hypothèses suivantes :

. le nombre et la polarisation des électrons créés n'évoluent que sous l'action de l'irradiation lumineuse, la recombinaison et la relaxation de spin. Aucun champ magnétique extérieur, continu ou oscillant, n'est appliqué, la polarisation des électrons est uniquement créée par l'excitation lumineuse.

. les états de la bande de conduction dans lesquels sont créés les électrons peuvent être caractérisés par une seule durée de vie et un seul temps de relaxation de spin.

. nous étudions un semiconducteur de type p, c'est-à-dire dans lequel il n'existe pas d'électrons libres ou piégés, en l'absence d'irradiation lumineuse. Les trous seront supposés non polarisés : d'une part la concentration de trous créés par la lumière est faible devant la concentration préexistante ; d'autre part le mélange de spin des fonctions d'onde des trous entraîne la relaxation de leur polarisation dans un temps très court, de l'ordre de leur temps de collision.

Dans ces conditions, les équations gouvernant la concentration n et la polarisation P des électrons s'écrivent :

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = g - \frac{n}{\tau} & \text{(I.15)} \\ \frac{d(nP)}{dt} = gP_i - \frac{nP}{\tau} - \frac{nP}{T_1} & \text{(I.16)} \end{cases}$$

g est le taux de création des électrons, la recombinaison est décrite par une durée de vie τ et la relaxation de spin par un temps de relaxation T_1.

La vitesse de dépolarisation vaut :

$$\frac{1}{T_{1*}} = \frac{1}{T_1} + \frac{1}{\tau} \qquad \text{(I.17)}$$

On cherche la solution en régime permanent du système des équations d'évolution. Il vient :

$$n = g\tau \qquad \text{(I.18)}$$

$$P = P_i \frac{T_1}{T_1 + \tau} = P_i \frac{T_{1*}}{\tau} \qquad \text{(I.19)}$$

L'expression de P appelle les commentaires suivants :

. P est du signe de P_i et change donc de signe avec le sens de polarisation circulaire de la lumière excitatrice.

. si le temps de relaxation de spin est plus long que la durée de vie, les électrons restent polarisés pendant toute leur existence, on a donc $P \approx P_i$. Au contraire si le temps de relaxation de spin est plus court que la durée de vie, la polarisation en régime permanent est réduite : $P \ll P_i$.

. tout ce calcul a été fait en champ magnétique extérieur nul, donc rien ne distingue un temps de relaxation de spin longitudinal T_1 d'un temps de relaxation de spin transverse T_2. En effet la lumière circulaire peuple différemment les deux niveaux $\pm\frac{1}{2}$ puisque P_i est différent de zéro, mais elle n'introduit pas d'écart d'énergie entre ces niveaux en l'absence de champ . On peut donc écrire l'expression de P en remplaçant T_1 par T_2.

Nous allons maintenant montrer que la polarisation de la lumière de recombinaison est reliée simplement à la polarisation électronique P en régime permanent.

3. Polarisation de la lumière de recombinaison

Soit L_{F+} (resp L_{F-}) l'intensité de la composante circulaire σ_+ (resp σ_-) de la lumière de recombinaison pour une lumière excitatrice de polarisation circulaire donnée. La polarisation de la luminescence est :

$$\mathcal{P} = \frac{L_{F+} - L_{F-}}{L_{F+} + L_{F-}} \qquad (I.20)$$

Soient $r_+(\sigma_\pm)$ (resp $r_-(\sigma_\pm)$) les probabilités qu'a un électron de spin $+\frac{1}{2}$ (resp $-\frac{1}{2}$) d'émettre en se recombinant de la lumière polarisée $\sigma_\pm$. On a :

$$L_{F+} = n_+ r_+(\sigma_+) + n_- r_-(\sigma_+) \qquad (I.21)$$

$$L_{F-} = n_+ r_+(\sigma_-) + n_- r_-(\sigma_-) \qquad (I.22)$$

Pour les mêmes raisons qu'en (I.12) et (I.13) on peut écrire ici :

$$r_+(\sigma_+) = r_-(\sigma_-) \quad \text{et} \quad r_+(\sigma_-) = r_-(\sigma_+)$$

$$\text{d'où } \mathcal{P} = P\left[r_+(\sigma_+) - r_-(\sigma_+)\right] \qquad (I.23)$$

Si la recombinaison est du type bande à bande, ou si l'électron se recombine avec un accepteur peu profond (18), les règles de sélection régissant la recombinaison sont les mêmes que celles de l'absorption, c'est-à-dire que

$$r_\pm(\sigma_\pm) = \Pi_\pm(\sigma_\pm) \qquad (I.24)$$

On en déduit :

$$\mathcal{P} = P.P_i(\sigma_+) \qquad (I.25)$$

Pour établir cette relation entre les valeurs en régime permanent des polarisations des électrons et de la luminescence, nous n'avons fait aucune hypothèse sur le mode de production de P, qui peut être autre que le pompage optique. D'autre part, nous voyons que toute cause qui modifie la polarisation des électrons modifie proportionnel-

lement la polarisation de la luminescence.

Le taux de polarisation de la luminescence permet donc la mesure de la polarisation électronique dans toutes les situations expérimentales.

Dans le cas particulier où P est la valeur en régime permanent de la polarisation électronique créée par une lumière excitatrice circulaire $\sigma_{\pm}$, on a :

$$\mathcal{P} = P_i(\sigma_{\pm}) . P_i(\sigma_{+}) \frac{T_1}{T_1 + \tau} \qquad (I.26)$$

Ceci montre que lorsqu'un semiconducteur est excité par de la lumière σ_+ (resp σ_-), la lumière émise est plus polarisée σ_+ que σ_- (resp plus σ_- que σ_+) ; d'autre part, la mesure du taux de polarisation $\mathcal{P}$ fournit le rapport de τ à T_1.

Après avoir montré comment la relaxation modifie la polarisation des électrons orientés par une excitation lumineuse circulaire, nous allons, dans le paragraphe qui suit, étudier les effets de divers champs magnétiques sur la polarisation des électrons.

II. MODIFICATIONS DE LA POLARISATION ELECTRONIQUE PAR DES CHAMPS EXTERIEURS

Nous examinerons successivement l'effet d'un champ magnétique transverse par rapport à la direction de propagation de la lumière, l'effet d'un champ magnétique longitudinal, et montrerons qu'il est possible d'observer la résonance des électrons polarisés.

1. Effet d'un champ magnétique transverse

Nous appliquons un champ magnétique $\vec{B}_x$ parallèle à Ox (Fig. 1). L'aimantation $\vec{M}(t)$ créée à l'instant initial parallèlement à Oz précesse autour de Ox avec une pulsation $\omega_x = \gamma B_x$, $\gamma = \frac{g^* \mu_B}{\hbar}$ étant le rapport gyromagnétique des électrons. Les électrons ont une durée de vie finie, et subissent la relaxation de spin : par suite de ces deux

causes, l'aimantation disparaît après un temps fini. Si pendant ce temps de nombreuses précessions ont eu lieu (B_x grand) l'aimantation moyenne observée sera nulle. Un champ transverse intense détruit donc l'aimantation.

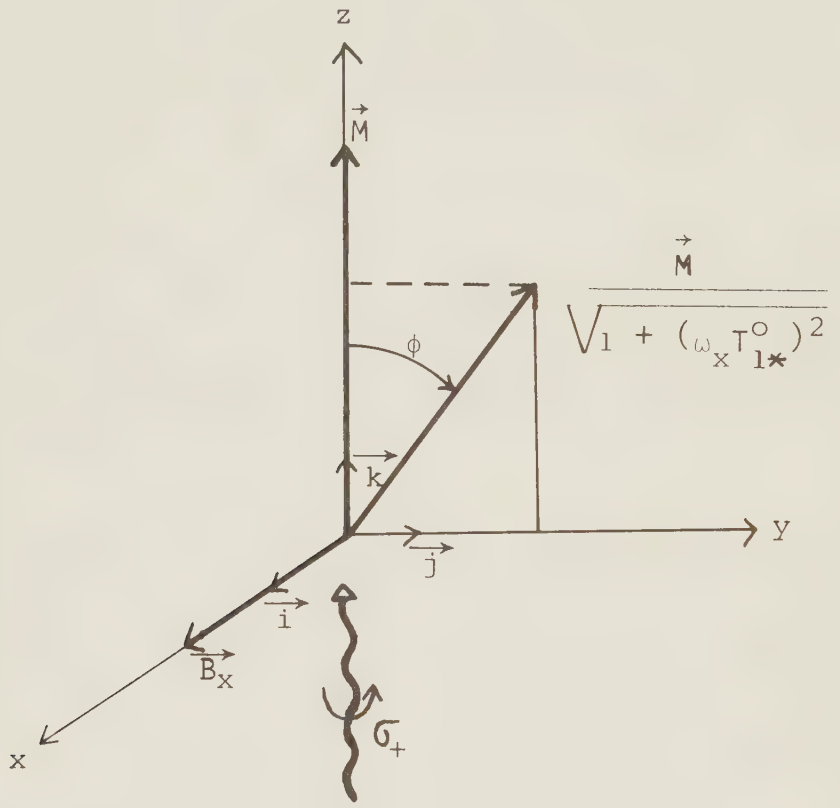


FIGURE 1

Ecrivons les équations d'évolution de l'aimantation $\vec{M}(t)$. En présence d'un champ magnétique, nous devons distinguer un temps de relaxation de spin T_2 transverse par rapport au champ magnétique, éventuellement différent d'un temps de relaxation de spin T_1 dans la direction parallèle au champ magnétique (tout ceci étant complètement indépendant de la direction de propagation de la lumière). Dans le cas particulier de nos expériences, l'aimantation est créée selon Oz et précesse dans le plan yOz, elle reste donc toujours normale à B_x ; le temps de relaxation de spin qui inter-

vient est T_2, et la vitesse totale de relaxation de l'aimantation vaut :

$$\frac{1}{T_{2*}} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{\tau}$$

L'équation d'évolution de $\vec{M}(t)$ s'écrit donc :

$$\frac{\vec{dM}(t)}{dt} = \gamma \vec{M}(t) \wedge \vec{B}_x - \frac{\vec{M}(t) - \vec{M}}{T_{2*}} \qquad (I.27)$$

où $\vec{M}$ est l'aimantation à l'équilibre en présence de lumière et en l'absence de champ. $\vec{M}$ est dirigé selon Oz et a pour valeur algébrique :

$$M = -\frac{g^*}{2} \mu_B n P_i \frac{T_{1*}}{\tau} = -\frac{g^*}{2} \mu_B n P_i \frac{T_{2*}}{\tau}$$

puisqu'alors, rien ne distingue T_1 de T_2.

On cherche une solution en régime permanent : il vient

$$M_y = M \frac{\omega_x T_{2*}}{1 + (\omega_x T_{2*})^2} \qquad (I.28)$$

$$M_z = M \frac{1}{1 + (\omega_x T_{2*})^2} \qquad (I.29)$$

En présence d'un champ $\vec{B}_x$, le vecteur aimantation en régime permanent a pour longueur :

$$\frac{M}{\sqrt{1 + (\omega_x T_{2*})^2}}$$

et sa direction forme avec Oz un angle ϕ tel que $tg\phi = \omega_x T_{2*}$. Lorsqu'on observe la polarisation $\mathcal{P}$ de la lumière émise dans la direction Oz, on s'intéresse uniquement à la composante M_z : la polarisation $\mathcal{P}$ vaut, pour une excitation lumineuse σ_+ :

$$\mathcal{P} = P_i^2 \frac{T_{2*}}{\tau} \cdot \frac{1}{1 + (\omega_x T_{2*})^2} \qquad (I.30)$$

Sa variation en fonction de B_x est une lorentzienne dont la largeur à mi-hauteur vaut :

$$\Delta B_x = \frac{1}{\gamma T_{2*}} = \frac{1}{\gamma T_2} + \frac{1}{\gamma \tau} \qquad (I.31)$$

Cet effet de dépolarisation par un champ magnétique transverse est l'analogue dans un semiconducteur de l'effet Hanle (19) observé en physique atomique. Par commodité de langage, le même nom est employé dans les semiconducteurs.

De l'expérience, on déduit :

- par la mesure du taux de polarisation $\mathcal{P}$ de la luminescence en l'absence de champ le rapport $\frac{\tau}{T_2}$.

- par l'étude de la décroissance de $\mathcal{P}$ avec un champ magnétique transverse appliqué une autre combinaison de $\gamma\tau$ et γT_2.

L'ensemble de ces données permet d'obtenir séparément $\frac{1}{\gamma\tau}$ et $\frac{1}{\gamma T_2}$, exprimés en champ magnétique.

Nous avons déterminé le facteur de Landé des électrons de conduction, aussi γ est-il connu, et nous en déduisons les valeurs des temps τ et T_2.

L'association de la mesure du taux de polarisation de la luminescence et l'étude de l'effet Hanle permettent de déterminer les temps caractéristiques de la polarisation en champ magnétique nul, c'est-à-dire τ et T_2. Le temps de relaxation de spin qui intervient dans les équations d'évolution en champ nul [éq(I.16) et (I.26)] est T_2 et non T_1.

2. Effet d'un champ magnétique longitudinal

Un champ B_z longitudinal, c'est-à-dire parallèle à la direction de propagation de la lumière excitatrice, agit sur les électrons par deux processus différents :

- d'une part, un champ magnétique crée une "polarisation thermodynamique" (20) des électrons, en l'absence de toute autre cause de polarisation. La polarisation ainsi créée vaut :

$$P_o = \text{th} \frac{g^* \mu_B B_z}{2k_B T}$$

et change de signe avec B_z (k_B est la constante de Boltzmann , T la température). Ceci modifie l'équation d'évolution de la polarisation électronique, qui s'écrit alors :

$$\frac{d(nP)}{dt} = gP_i - \frac{nP}{\tau} - \frac{n(P - P_o)}{T_1} \qquad (I.32)$$

Dans le cas de GaSb, nous verrons que pour obtenir par polarisation thermodynamique une polarisation comparable à la polarisation P_i créée par pompage optique, il faut des champs de l'ordre de 10 kG. Nous avons toujours travaillé dans des champs plus faibles, pour lesquels l'effet de polarisation par le champ B_z ne se faisait que très peu sentir.

- d'autre part, il faut distinguer entre temps de relaxation de spin transverse T_2 et temps de relaxation de spin longitudinal T_1 puisqu'en champ intense T_1 est différent de T_2.

Lorsque B_z croît de 0 à 20 G environ, la polarisation $\mathcal{P}$ de la luminescence est multipliée par un facteur de quelques unités, variable selon l'échantillon et la température. Ceci correspond à la variation de T_1 avec B_z. La mesure du taux de polarisation $\mathcal{P}$ pour $B_z \approx 20$ G fournit le rapport $\frac{\tau}{T_1}$ puisqu'alors on a :

$$\mathcal{P}(B_z) = P_i \frac{T_1(B_z)}{T_1(B_z) + \tau} \qquad (I.33)$$

Comme d'après ce qui est dit plus haut τ a pu être mesuré, et qu'il est inchangé, on détermine ainsi $T_1(B_z)$. La valeur de T_1 pour $B_z \approx 20$ G est environ le triple de T_2.

Dans le chapitre II nous déduirons des expériences les mesures de τ, T_2 et T_1 dans différents échantillons à diverses températures et pourrons ainsi analyser la relaxation électronique et en déterminer les processus.

3. Résonance électronique

Les électrons une fois polarisés, par exemple par pompage optique, il est possible de modifier leur polarisation

en appliquant simultanément un champ longitudinal $\vec{B}_z$ et un champ de radiofréquence $\vec{B}_1$ normal à $\vec{B}_z$, de pulsation ω_o. Lorsque la condition de résonance $g^* \mu_B B_o = \hbar\omega_o$ est réalisée, les transitions induites entre sous-niveaux Zeeman diminuent la polarisation électronique et la polarisation de la luminescence dans les mêmes proportions. Cette expérience, qui sera présentée au chapitre III, a permis la mesure du facteur g^* des électrons de conduction dans GaSb, mesure qui n'avait pas été effectuée de façon résonnante auparavant.

Après avoir passé en revue les différents effets qui peuvent influencer la polarisation électronique, il nous reste à évaluer le taux de polarisation initiale P_i dans un composé semiconducteur III-V. Pour cela nous allons rappeler dans le paragraphe suivant les propriétés des fonctions d'onde de tels composés et la manière dont la lumière interagit avec eux.

III. FONCTIONS D'ONDE DES COMPOSES III-V

Dans ce paragraphe, nous nous limitons aux rappels indispensables pour l'étude du pompage optique : nous indiquons d'abord les symétries des fonctions d'onde en centre de zone. Lorsque le vecteur d'onde $\vec{k}$ est non nul, le traitement en perturbation $\vec{k}.\vec{p}$ utilisé par Kane (21), permet le calcul des fonctions d'onde des bandes de valence et de conduction, et l'on peut en déduire en particulier la masse effective des électrons de conduction ; puis un calcul de perturbation au second ordre fait apparaître un terme en k^3 dans l'énergie de l'électron de conduction, qui peut donner naissance à un mécanisme de relaxation du spin électronique. Enfin, nous utilisons les fonctions d'onde du centre de zone pour calculer le taux de polarisation électronique dans les semiconducteurs de type III-V.

1. Symétrie des fonctions d'onde en centre de zone

Les composés III-V comme GaSb cristallisent dans la

structure de la blende de zinc, alors que le germanium ou le silicium cristallisent dans la structure du diamant. Les symétries des fonctions d'onde électroniques de GaSb en centre de zone sont donc analogues à celle de Ge ; cependant, l'absence de centre d'inversion, associée à l'existence d'un potentiel non symétrique, fait que les fonctions d'onde dans GaSb ne sont pas de parités définies comme dans Ge. La réduction du groupe O_h(Ge) au groupe T_d(GaSb) donne leur symétrie. (Les notations employées sont celles de Koster et col. (22)).

Nous nous intéresserons uniquement aux bandes de conduction et de valence voisines de la bande interdite. La succession des niveaux, lorsque le couplage spin-orbite n'est pas pris en compte, est indiquée sur la figure 2.

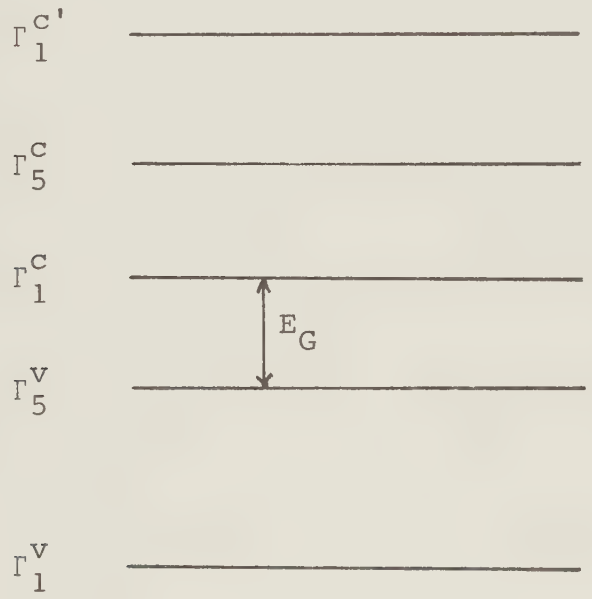


FIGURE 2

Les niveaux en centre de zone indiqués ci-dessus correspondent aux valeurs propres du hamiltonien $\mathcal{H}_o$:

$$\mathcal{H}_o = \frac{p^2}{2m_o} + \mathcal{V} \qquad (I.34)$$

où $\vec{p}$ est l'opérateur quantité de mouvement, m_o la masse de l'électron libre, $\mathcal{V}$ le potentiel périodique cristallin :

- pour les bandes de valence Γ_5^v, de symétrie vectorielle, six fois dégénérées,

$$\mathcal{H}_o u_p = \varepsilon_p u_p$$

avec $u_p = X\uparrow, Y\uparrow, Z\uparrow,$
$X\downarrow, Y\downarrow, Z\downarrow.$

- pour la bande de conduction Γ_1^c, de symétrie sphérique, deux fois dégénérée,

$$\mathcal{H}_o u_s = \varepsilon_s u_s$$

et u_s : $S\uparrow, S\downarrow$.

Le hamiltonien contient en plus du terme $\mathcal{H}_o$ deux termes principaux de perturbation, $\frac{\hbar}{m_o}\vec{k}.\vec{p}$ et le terme d'interaction spin-orbite. Au paragraphe 2 on étudie l'effet de ces deux perturbations sur les bandes Γ_1^c et Γ_5^v. On s'intéresse particulièrement à la bande de conduction Γ_1^c : on obtient ainsi l'énergie et la fonction d'onde de l'électron de conduction. On introduit également la masse effective m^* et le facteur de Landé g^* de cette bande. Au paragraphe 3 on analysera l'effet de la perturbation résultant des bandes autres que Γ_1^c et Γ_5^v, qui lève la dégénérescence de la bande de conduction.

2. Perturbation $\vec{k}.\vec{p}$ et couplage spin-orbite

La fonction d'onde ψ d'un électron dans le cristal, associée à l'énergie ε, est donnée par (23) :

$$\psi = \frac{e^{i\vec{k}.\vec{r}}}{\sqrt{V}} u_{\vec{k}}(\vec{r})$$

où V est le volume du cristal.

La partie périodique $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ de la fonction de Bloch obéit à l'équation :

$$\mathcal{H}\, u_{\vec{k}}(\vec{r}) = \left(\varepsilon - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_o}\right) u_{\vec{k}}(\vec{r})$$

On a :

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_o + \frac{\hbar}{m_o}\vec{k}.\vec{p} + \mathcal{H}_{so} \qquad \text{(I.35)}$$

l'interaction spin-orbite $\mathcal{H}_{so}$ s'écrivant :

$$\mathcal{H}_{so} = \frac{\hbar}{4m_o^2 c^2}\left[\vec{\nabla} V_\Lambda(\vec{p} + \hbar\vec{k})\right].\vec{\sigma}$$

c est la vitesse de la lumière, et $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ les matrices de Pauli.

Le hamiltonien $\mathcal{H}$ contient deux perturbations $\frac{\hbar}{m_o}\vec{k}.\vec{p}$ et $\mathcal{H}_{so}$. Nous suivons ici la méthode de Kane (21) qui diagonalise le hamiltonien $\mathcal{H}$ simultanément avec les deux perturbations dans le sous-espace des bandes Γ_5^v et Γ_1^c et néglige dans $\mathcal{H}_{so}$ le terme dépendant de $\vec{k}$. Cette méthode tient ensuite compte des effets des autres bandes par une perturbation au second ordre.

a) la diagonalisation de $\mathcal{H}$ sépare la bande de valence six fois dégénérée en une bande de valence découplée par spin-orbite et une bande de valence quatre fois dégénérée en centre de zone. La dégénérescence de spin n'est pas levée.

- Pour les opérations du groupe du cube T_d, en $\vec{k} = \vec{0}$,
la bande de conduction a une symétrie L=0, S=1/2, J=1/2
la bande de valence supérieure a une symétrie L=1, S=1/2, J=3/2
la bande découplée par spin-orbite L=1, S=1/2, J=1/2

On introduit :

$$P^2 = \frac{2}{m_o}|\langle S|p_x|X\rangle|^2 \qquad \text{(I.36)}$$

et

$$\frac{\Delta}{3} = \frac{i\hbar}{4m_o^2 c^2}\langle X|(\vec{\nabla} V_\Lambda \vec{p})_z|Y\rangle \qquad \text{(I.37)}$$

P^2 et Δ sont homogènes à une énergie. Δ est l'écart spin-

orbite entre bandes de valence, il est donné par l'expérience de même que la largeur E_G de la bande interdite (Fig 3) P^2 décrit l'interaction entre bandes de conduction et de valence. Nous prenons désormais comme origine des énergies le sommet de la bande de valence supérieure.

b) Dans le traitement de Kane l'énergie cinétique de l'électron de conduction a pour expression, pour une énergie petite devant la largeur de la bande interdite :

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_o} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_o}\,\frac{P^2}{3}\left(\frac{2}{E_G} + \frac{1}{E_G + \Delta}\right) \qquad \text{(I.38)}$$

La masse effective m^* de la bande de conduction vaut

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{m_o}\left[1 + \frac{P^2}{3}\left(\frac{2}{E_G} + \frac{1}{E_G + \Delta}\right)\right] \qquad \text{(I.39)}$$

c) Supposons le vecteur d'onde $\vec{k}$ parallèle à Oz, et prenons comme fonctions de base :

$$|S\downarrow\rangle \quad |iR^-\uparrow\rangle \quad |iZ\downarrow\rangle \quad |i[-R^+\uparrow]\rangle$$

et leurs conjuguées de Kramers :

$$|S\uparrow\rangle \quad |iR^+\downarrow\rangle \quad |iZ\uparrow\rangle \quad |iR^-\downarrow\rangle$$

avec $R^{\pm} = \frac{X \pm iY}{\sqrt{2}}$.

Les fonctions d'onde dégénérées solutions de $\mathcal{H}$ s'écrivent :

$$\phi_{c,1/2}(\vec{k}_z) = a(\vec{k})\left[S\uparrow\right] + i\left[b(\vec{k})\,(-R^+\downarrow) + c(\vec{k})\,(Z\uparrow)\right] \qquad \text{(I.40)}$$

$$\phi_{c,-1/2}(\vec{k}_z) = a(\vec{k})\left[S\downarrow\right] + i\left[b(\vec{k})\,(R^-\uparrow) + c(\vec{k})\,(Z\downarrow)\right] \qquad \text{(I.41)}$$

avec $a^2 + b^2 + c^2 = 1$.

Dans GaSb où $\frac{\Delta}{E_G} = 0{,}92$, il vient (24) :

$$\begin{aligned} a &\sim 1 - 0{,}45\,\frac{\varepsilon}{E_G} \\ b &\sim 0{,}27\,\frac{\Delta}{E_G}\sqrt{\frac{\varepsilon}{E_G}} \sim 0{,}25\sqrt{\frac{\varepsilon}{E_G}} \\ c &\sim 0{,}92\sqrt{\frac{\varepsilon}{E_G}} \end{aligned} \qquad \text{(I.42)}$$

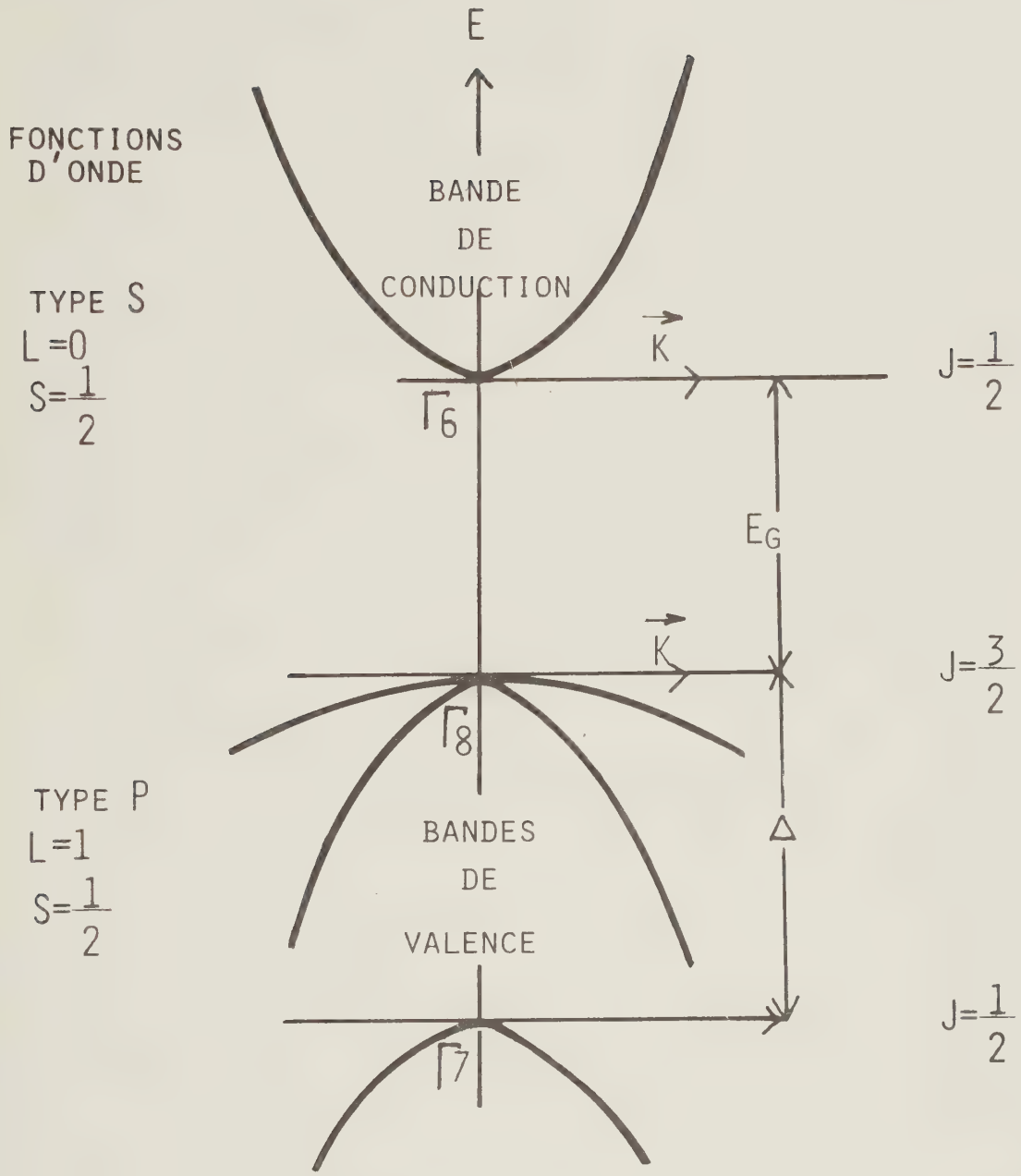


FIGURE 3 : STRUCTURE DE BANDE DES COMPOSES SEMICONDUCTEURS DE TYPE III-V .

Dans GaSb E_G = 0,814 eV

Δ = 0,752 eV

On peut faire les remarques suivantes :

- Dès que $\vec{k}$ est différent de zéro, les fonctions d'onde de la bande de conduction ne sont plus pures de spin. Par conséquent toute collision qui modifie le vecteur $\vec{k}$ aura un effet sur le spin. Le mécanisme de relaxation du spin électronique proposé par Elliott (25) et Yafet (26) et exposé au chapitre II est fondé sur cette remarque.

- Il est possible d'obtenir les fonctions d'onde lorsque $\vec{k}$ n'est plus parallèle à Oz en faisant tourner les fonctions d'onde obtenues pour $\vec{k} = \vec{k}_z$ par une rotation R_Ω, les angles polaires $(\theta, \phi) = \Omega$ définissant la direction de $\vec{k}$. Fishman a étudié ce problème dans sa thèse (24).

d) Dans le cadre de cette approximation, la masse effective de la bande de conduction m^* ne fait intervenir que l'interaction entre bande de conduction et bandes Γ_5^v. Son expression la plus générale s'écrit (18) :

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{m_o} + \frac{2}{m_o^2} \sum_u \frac{|\langle s|p_{xi}|u\rangle|^2}{E_G - E_u} \qquad \text{(I.43)}$$

où p_{xi} est la composante x_i de l'opérateur $\vec{p}$ et $|u\rangle$ désigne une fonction d'onde d'une bande située à l'énergie E_u nécessairement de symétrie Γ_5 dans le groupe simple, de symétrie Γ_7 ou Γ_8 dans le groupe double.

En présence d'un champ magnétique extérieur B_z, on fait apparaître dans l'expression de l'énergie un terme proportionnel à B_z, qui permet de définir le facteur de Landé des électrons de conduction (27)

$$g^* = g_o \left[1 + \frac{1}{im_o} \sum_u \frac{\langle s|p_x|u\rangle\langle u|p_y|s\rangle - \langle s|p_y|u\rangle\langle u|p_x|s\rangle}{E_G - E_u} \right] \qquad \text{(I.44)}$$

g_o est le facteur de Landé de l'électron libre. Les mêmes éléments de matrice interviennent dans m^* et g^*. Nous utiliserons ces expressions au chapitre III.

3. Terme en k^3 de la bande de conduction

On traite maintenant la perturbation résultant des bandes autres que Γ_5^v et Γ_1^c et associée au terme $\frac{\hbar}{m_o}\vec{k}.\vec{p}$, qui produit les effets les plus importants à cet ordre. Cette perturbation lève la dégénérescence entre les fonctions d'onde de la bande de conduction, le hamiltonien de perturbation se mettant sous la forme :

$$\mathcal{H}' = \varepsilon(\vec{k}) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} + A\vec{h}(\vec{k}).\vec{\sigma} \qquad (I.45)$$

avec :

$$A = 2\sqrt{2}G \frac{a(\vec{k})b(\vec{k})}{k} \qquad (I.46)$$

et :

$$G = \frac{\hbar^2}{m_o^2} \sum_u \frac{\langle S|p_x|u\rangle\langle u|p_y|Z\rangle}{E_G - E_u} \qquad (I.47)$$

où u est une fonction d'onde d'un niveau de symétrie Γ_5, différent de Γ_5^v et d'énergie E_u. Dans le germanium où les fonctions d'onde sont de parité définie, G est nul mais dans un composé III-V il est différent de zéro : il vaut $4{,}8\,\hbar^2/2m_o$ (28) dans GaSb.

D'après (I.42), à l'ordre le plus bas en $\vec{k}$ A est une constante : dans GaSb $A = \frac{3{,}7}{\sqrt{E_G}} \cdot \frac{\Delta}{E_G} \cdot \frac{\hbar^2}{2m_o}$

$\vec{h}(\vec{k})$ s'écrit :

$$\vec{h}(\vec{k}) \begin{cases} h_x = k_x(k_y^2 - k_z^2) \\ h_y = k_y(k_z^2 - k_x^2) \\ h_z = k_z(k_x^2 - k_y^2) \end{cases} \qquad (I.48)$$

L'écart en énergie est anisotrope et vaut :

$$\Delta\varepsilon(\vec{k}) = \frac{4\sqrt{2}G\, a(\vec{k})b(\vec{k})|\vec{h}(\vec{k})|}{k} \qquad (I.49)$$

Un mécanisme de relaxation du spin des électrons de conduction, dans lequel l'interaction fluctuante est reliée à $\vec{h}(\vec{k})$, a été proposée par Dyakonov et Perel (29)(30) et sera envisagé au chapitre II.

Ayant exposé les propriétés des fonctions d'onde des composés III-V, nous allons indiquer quelques constantes

utiles dans GaSb :

$$E_G = 0{,}8137 \text{ eV} \quad (31)$$

$$\Delta = 0{,}752 \text{ eV} \quad (32)$$

masse effective des électrons de conduction

$$m^* = 0{,}041\ m_o \quad (33)$$

Il nous reste à étudier l'effet d'une lumière polarisée circulairement sur un composé III-V.

4. Polarisation des électrons de conduction par pompage optique

Avant de calculer les éléments de matrice des transitions optiques dans un semiconducteur III-V nous ferons quelques rappels sur le hamiltonien d'interaction entre rayonnement et semiconducteur.

- Le hamiltonien d'interaction entre un électron et une onde lumineuse est proportionnel à (34) :

$$\mathcal{H}_{opt} = \vec{A}.\vec{p} + \vec{p}.\vec{A} \quad (I.50)$$

D'après le choix de jauge fait à l'équation I.1, $\vec{A}$ et $\vec{p}$ commutent, donc :

$$\mathcal{H}_{opt} = 2\vec{A}.\vec{p}$$

De même qu'on a défini $A^c_{\pm}$, on peut définir l'opérateur $p_{\pm}$ par :

$$p_{\pm} = \frac{p_x \pm ip_y}{\sqrt{2}} \quad (I.51)$$

$\mathcal{H}_{opt}$ s'écrit alors :

$$\mathcal{H}_{opt} = \left[A^c_+ p_+ + A^c_- p_-\right] e^{-i\omega t} e^{iqz} + \left[A^{c*}_+ p_- + A^{c*}_- p_+\right] e^{i\omega t} e^{-iqz} \quad (I.52)$$

- D'après la théorie des perturbations dépendant du temps, l'énergie doit être conservée dans la transition : si E_i (resp E_f) est l'énergie de l'état initial (resp final) de l'électron, on doit avoir $E_f - E_i = \pm \hbar\omega = \pm h\nu$, le signe + (resp -) correspond à l'absorption (resp émission) d'un

photon, il est associé au terme en $e^{-i\omega t}$ (resp $e^{i\omega t}$) du hamiltonien. L'absorption de lumière σ_+ sera associée à l'opérateur p_+ de même que l'émission de lumière σ_-.

Le vecteur d'onde $\vec{q}$ d'un photon d'énergie $h\nu$ est beaucoup plus petit que les vecteurs d'onde considérés, aussi supposerons-nous que les transitions sont verticales (35), c'est-à-dire que le vecteur d'onde de l'état initial est égal au vecteur d'onde de l'état final.

- La probabilité totale d'absorption de lumière entre un état ϕ_v de la bande de valence (supposée pleine) et un état ϕ_c de la bande de conduction (supposée vide) est exprimée par l'élément de matrice :

$$\langle \phi_c | A_+^c p_+ + A_-^c p_- | \phi_v \rangle \qquad \text{(I.53)}$$

la probabilité d'absorption de lumière σ_+ (resp σ_-) étant liée à

$$A_+^c \langle \phi_c | p_+ | \phi_v \rangle \text{ (resp } A_-^c \langle \phi_c | p_- | \phi_v \rangle) \qquad \text{(I.54)}$$

Nous calculons les éléments de matrice entre un état pour lequel $\vec{k}_v = 0$ et un état où $\vec{k}_c = 0$, c'est-à-dire lorsque la lumière excitatrice a juste l'énergie E_G de la bande interdite du semiconducteur. Les symétries des fonctions d'onde donnent les valeurs des probabilités d'absorption. Dès que l'énergie excède E_G, ϕ_c et ϕ_v ont des vecteurs d'onde non nuls de direction arbitraire. Le calcul complet des probabilités $\Pi_\alpha(\sigma_+)$ de création dans un semiconducteur d'un électron avec un spin α ($\alpha = \pm 1/2$) par de la lumière σ_+, moyennées sur toutes les directions possibles du vecteur d'onde de création, a été fait par Fishman (24). Pour une énergie de création $\varepsilon \ll E_G$, il obtient :

$$\Pi_+(\sigma_+) = \frac{1}{4} \qquad \Pi_-(\sigma_+) = \frac{3}{4} \qquad \text{(I.55)}$$

On en déduit $P_i(\sigma_+) = \frac{1 - 3}{1 + 3} = - 0{,}5.$ (I.56)

Si maintenant la lumière excitatrice σ_+ a pour énergie $E_G + \Delta$, elle fait passer un électron de la bande de valence découplée par spin-orbite de symétrie L=1, S=1/2, J=1/2 à

la bande de conduction.

Dans ce cas $\Pi_+(\sigma_+) = 1 \qquad \Pi_-(\sigma_+) = 0$ (I.57)

Si on excite autant d'électrons de la bande de valence que de la bande découplée par couplage spin-orbite, on ne polarise plus les électrons : en effet tout se passe comme si le couplage spin-orbite ne jouait plus de rôle. Or, c'est uniquement par son intermédiaire que la lumière peut orienter les spins.

- Si donc on excite les électrons par de la lumière polarisée $\sigma_\pm$, d'énergie comprise entre $E_G + \Delta$, on obtient une polarisation initiale

$$|P_i| = 0{,}5 \tag{I.58}$$

Si on tient compte de la relaxation de spin, la polarisation électronique en régime permanent vaut d'après (I.18)

$$P = \pm\, 0{,}5\, \frac{T_1}{T_1 + \tau} \tag{I.59}$$

et la polarisation $\mathcal{P}$ de la luminescence est de

$$\mathcal{P} = \pm\, 0{,}25\, \frac{T_1}{T_1 + \tau} \tag{I.60}$$

Pour obtenir par polarisation thermodynamique une polarisation P = 0,5, il faudrait appliquer, dans des conditions de forte relaxation de spin électronique, un champ de 13 kG à l'échantillon refroidi à 2 K.

Dans les composés III-V le pompage optique est donc un moyen commode de polariser de façon importante les électrons de conduction. La suite de ce travail montre que le pompage optique permet d'obtenir des renseignements nombreux sur le comportement des électrons et des noyaux polarisés.

C H A P I T R E I I

RELAXATION ELECTRONIQUE DANS GaSb.

Nous venons de décrire le principe d'une expérience de pompage optique à basse température et de montrer que l'étude de la polarisation de la luminescence permet de mesurer la polarisation des électrons de conduction. A partir des résultats d'expériences de pompage optique, nous analysons maintenant la relaxation électronique dans GaSb pour des températures comprises entre 1,5 K et 10 K. Dans les expériences décrites dans ce chapitre, nous modulons la polarisation circulaire de la lumière excitatrice trop rapidement (70 Hz) pour que les noyaux puissent être polarisés (voir Ch. IV, § II), aussi les effets de polarisation que nous observons sont-ils attribuables aux seuls électrons. Les effets liés à la polarisation des noyaux seront étudiés au Chapitre IV.

La polarisation électronique est observée sur le signal de luminescence polarisée de GaSb, c'est pourquoi nous rappelons d'abord les propriétés des cristaux de GaSb et de leur spectre de luminescence à basse température. Puis nous indiquons le dispositif expérimental typique d'une expérience de pompage optique. Nous analysons ensuite les résultats de pompage optique dans GaSb, obtenus par Parsons (36) et nous-même sur des échantillons de type différent. Nous montrons que l'énergie de la lumière d'excitation influence fortement la polarisation des électrons thermalisés. La polarisation est la plus grande lorsque les électrons sont créés en bas de la bande de conduction. Dans ce cas, nous étudions la variation du temps de relaxation de spin avec un champ longitudinal appliqué, et avec la température ; nous en déduisons que les électrons partagent leur temps entre la bande de conduction et les états donneurs. Lorsque les électrons sont créés avec une plus grande énergie, ils se thermalisent vers le bas de la bande de conduction en perdant une partie de leur

polarisation. La variation du taux de polarisation des électrons avec leur énergie de création nous renseigne sur le mode de relaxation de l'énergie des électrons.

I. PROPRIETES DES DIVERS ECHANTILLONS DE GaSb UTILISES

1. Le GaSb "naturel", c'est-à-dire provenant de la cristallisation à 712°C d'un mélange stoechiométrique de Ga et de Sb est de type p et contient environ 10^{17} accepteurs par cm^3. Ces accepteurs résiduels sont attribués à un défaut de Sb ou à la présence d'un atome de Ga sur un site de Sb (37), et sont situés à 34 meV de la bande de valence (38). De l'étude par effet Hall, on déduit (39) que ces échantillons, que nous désignerons comme échantillons A, sont peu compensés ($K = \frac{N_D}{N_A} \approx 2.10^{-2}$). Néanmoins, c'est à une transition donneur-accepteur que certains auteurs (40) attribuent la raie I_1 à 777,5 meV qui domine leur spectre de luminescence à 4,2 K (Fig. 4) ; d'autres auteurs (11) y voient une recombinaison électron de conduction-accepteur. Dans les mêmes conditions, le spectre de luminescence contient aussi la raie γ à 796 meV moins intense, qui est due à la recombinaison d'un exciton lié sur un accepteur neutre (11).*

2. Nous avons eu également à notre disposition des échantillons, soit moins purs, soit partiellement compensés au Te : nous noterons ces échantillons B. Leur spectre de luminescence à basse température contient uniquement une raie I_1 élargie.

---

*NOTE : Dans GaSb où E_G = 814 meV (31) l'énergie de liaison de l'exciton est de 2,8 meV (38) ; dans la théorie de la masse effective l'énergie de liaison du donneur vaut 2,7 meV (18) et celle de l'accepteur, distinct de l'accepteur résiduel, 12 meV (42).

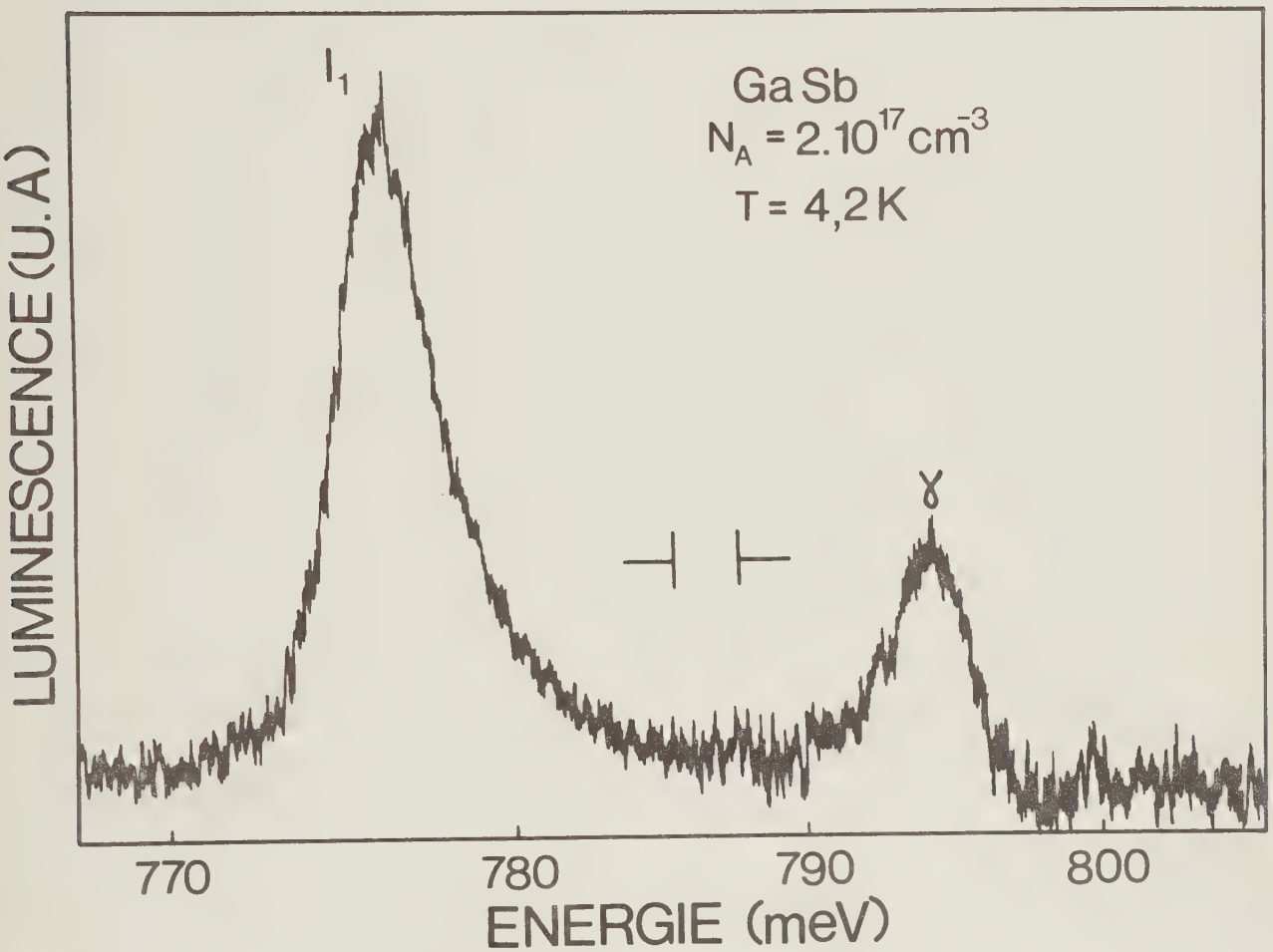


FIGURE 4 : SPECTRE DE LUMINESCENCE D'UN ECHANTILLON DE GaSb DE TYPE A

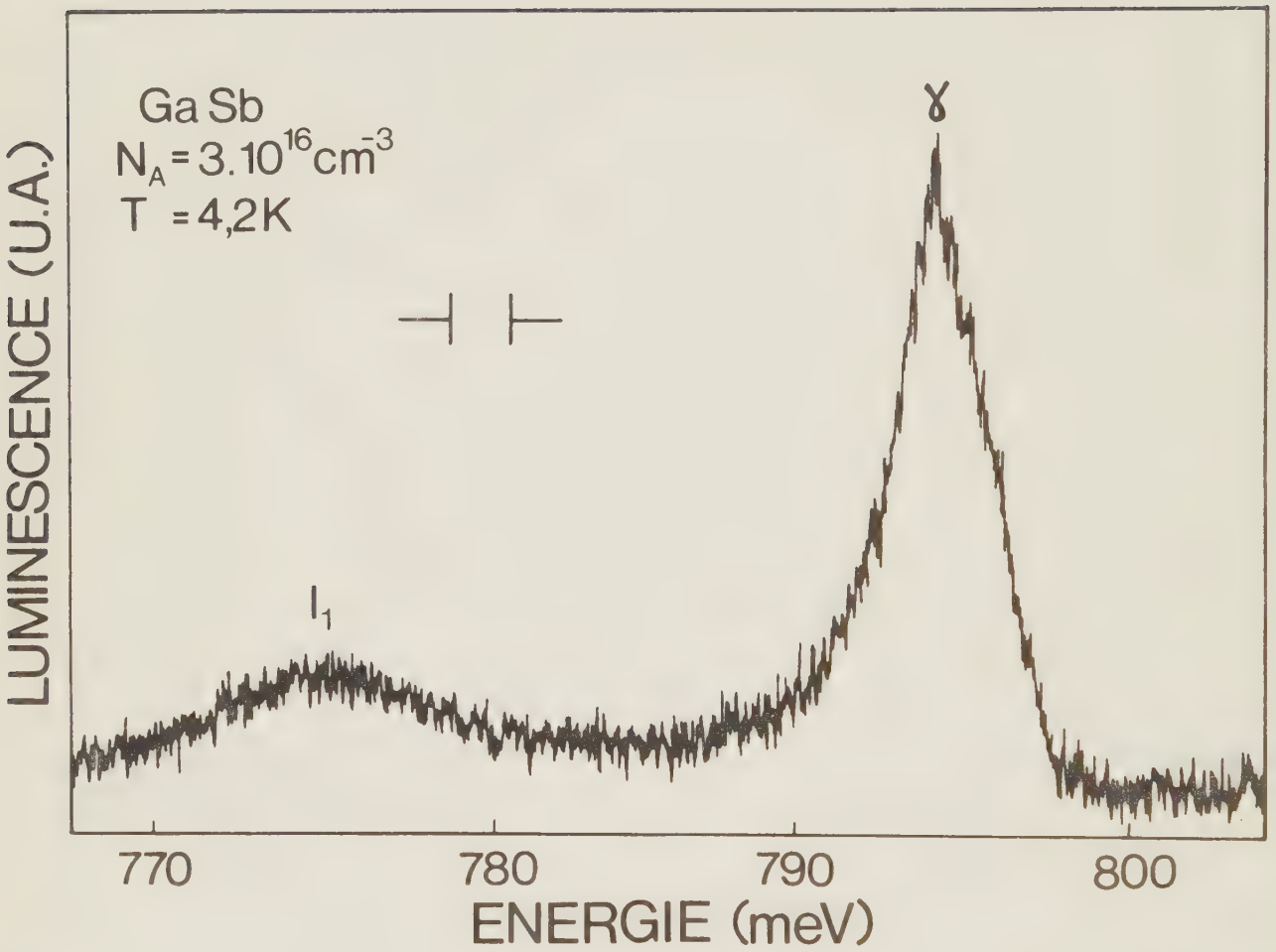


FIGURE 5 : SPECTRE DE LUMINESCENCE DE L'ECHANTILLON C.

3. Il a été possible d'élaborer des cristaux contenant seulement quelques 10^{16} accepteurs/cm^3 à partir d'un mélange riche en Sb. A. Joullié, de l'USTL de Montpellier, nous a fourni aimablement un échantillon élaboré à 600°C pour lequel $N_A = 3.10^{16}$ cm^{-3} à 300 K, que nous appellerons échantillon C. Sa mobilité de Hall à 77 K s'élève à 3500 $cm^2V^{-1}s^{-1}$, alors qu'elle est au plus de 2500 $cm^2V^{-1}s^{-1}$ dans les échantillons de type A. En luminescence (Fig. 5), comme dans l'étude de Jakowetz et col. (13) sur un échantillon où $N_A=3,5.10^{16}cm^{-3}$, la raie γ domine la raie I_1. Le spectre en réflectivité et piezoréflectance (43) d'un échantillon analogue à l'échantillon C est deux fois moins élargi que celui d'un échantillon de type A ; on y observe un pic à 12 meV associé à l'accepteur prévu par la théorie de la masse effective. Ceci tend à prouver que les propriétés de l'échantillon C se rapprochent des propriétés intrinsèques, mais n'exclut pas une certaine compensation. De résultats d'effet Hall sur un échantillon de ce type, D'Olne Campos et col. (39) déduisent une compensation $K \approx 8.10^{-2}$.

Dans notre étude, nous verrons qu'en pompage optique également les échantillons de types A, B, C ont un comportement différent. Cependant lorsqu'un échantillon comporte à la fois les raies de luminescence I_1 et γ (échantillons de type A ou C), les résultats de pompage optique obtenus sur l'une ou l'autre de ces raies sont voisins.

II. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

C'est celui d'une expérience de luminescence classique (Fig. 6). Nous opérons par transmission car, les énergies des raies étant plus faibles que celle de la bande interdite, la luminescence est peu réabsorbée. La source utilisée est soit une lampe à mercure HBO 100W filtrée par un monochromateur, soit un laser He-Ne fonctionnant à 1,52μ (816 meV) de puissance 3 mW : nous verrons que le taux de

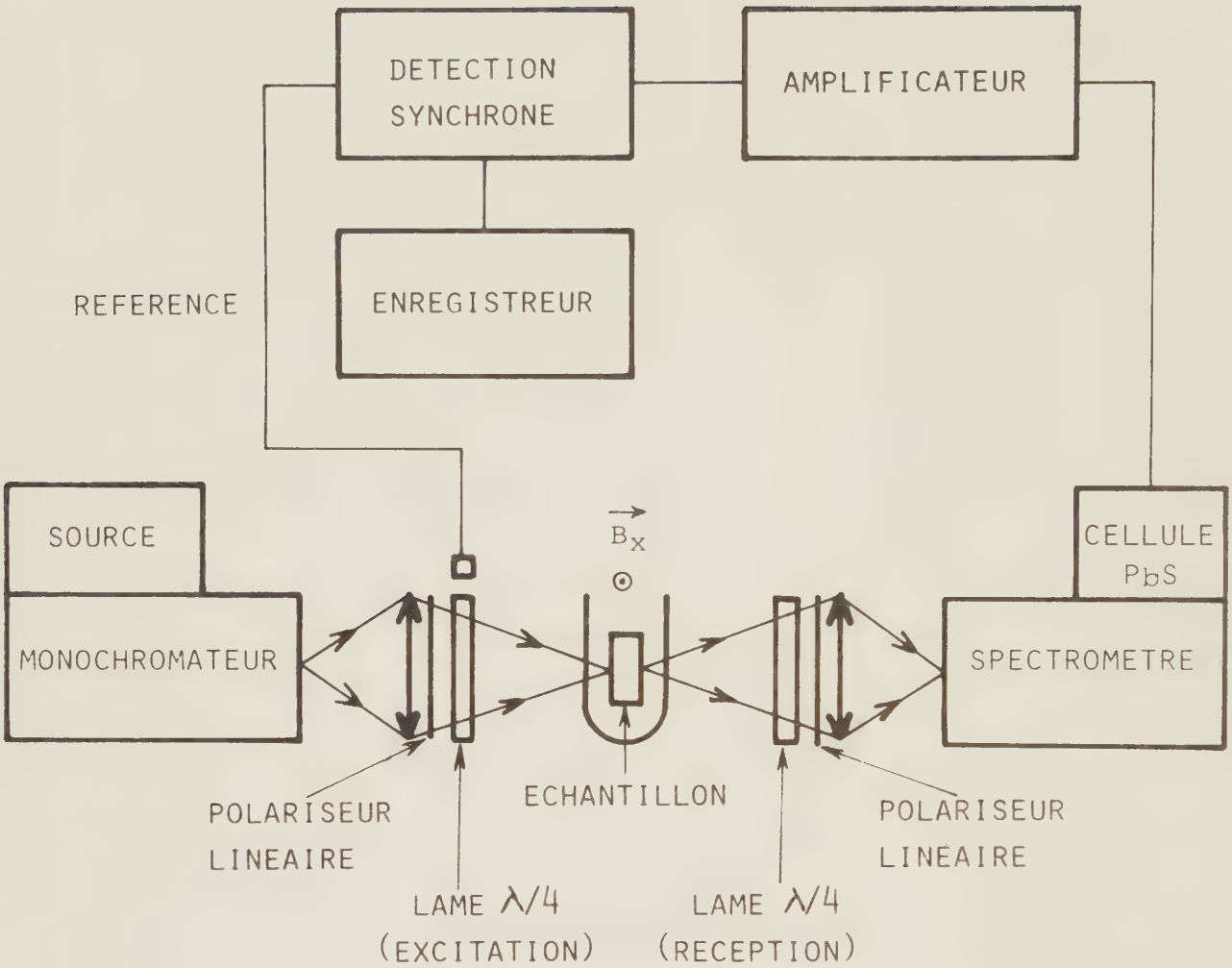


FIGURE 6 : DISPOSITIF D'UNE EXPERIENCE DE LUMINESCENCE POLARISEE .

- Pour étudier la polarisation électronique en l'absence de polarisation des noyaux, on fait tourner la lame quart d'onde à l'excitation, et on laisse fixe la lame quart d'onde à la réception.
- Pour observer les effets de polarisation des noyaux, on laisse fixe la lame quart d'onde sur le faisceau d'excitation et on fait tourner la lame quart d'onde sur le faisceau de réception.

polarisation est maximal lorsque l'énergie d'excitation $h\nu$ est voisine de la largeur de la bande interdite. La lumière excitatrice est polarisée circulairement par passage à travers un polariseur linéaire HR et une lame quart d'onde de plastique. La lumière émise par l'échantillon est analysée par une lame quart d'onde et un polariseur linéaire. Un filtre interférentiel centré sur la raie I_1, ou plus souvent un monochromateur permettant de recueillir les raies I_1 ou γ, précédent la cellule photorésistante à sulfure de plomb, refroidie à la carboglace, qui détecte le signal.

- Lorsqu'on veut connaître l'intensité totale $L_{F+} + L_{F-}$ du signal de luminescence, on hache le faisceau d'excitation à l'aide d'une roue dentée.

- Au contraire, si on s'intéresse au signal de polarisation, la rotation d'une des lames quart d'onde fournit $L_{F+} - L_{F-}$:

  . pour observer des effets de <u>polarisation nucléaire</u>, on laisse <u>fixe</u> la lame quart d'onde sur le faisceau d'<u>excitation</u> et on fait tourner la lame quart d'onde sur le faisceau de luminescence (voir Ch.IV, §II).

  . dans les expériences décrites dans ce chapitre et le suivant, où l'on étudie les échantillons <u>en l'absence de polarisation des noyaux</u>, la lame quart d'onde à l'<u>excitation</u> <u>tourne</u>, la lame quart d'onde à la réception restant fixe.

Dans tous les cas, le signal, amplifié, est démodulé dans une détection synchrone. Quel que soit le type de modulation du faisceau lumineux, le temps de réponse de la cellule à PbS impose une fréquence maximale de 70 Hz.

L'échantillon de GaSb est immergé dans de l'hélium, liquide (4,2 K), ou pompé (1,7 K), ou réchauffé.

Des bobines de Helmholtz produisent un champ magnétique longitudinal (parallèle à la direction de propagation de la lumière) pouvant atteindre une centaine de gauss. On peut également dépolariser les électrons par un champ transverse (effet Hanle).

Au paragraphe III, on expose les résultats expérimentaux obtenus en excitant les électrons au voisinage du bas de la bande de conduction ($h\nu$ = 812 $\pm$ 3 meV). Les résultats du paragraphe IV concernent des électrons créés à une énergie plus élevée dans la bande de conduction.

III. EXCITATION DES ELECTRONS PAR UNE LUMIERE D'ENERGIE $h\nu=E_G$

La source lumineuse crée les électrons dans un intervalle de 3 meV de large au bas de la bande de conduction ; par ailleurs ceci correspond à l'énergie de liaison du donneur, que l'on ne voit pas séparé de la bande de conduction dans GaSb.

On indiquera d'abord quels renseignements fournit l'expérience (§ 1). L'accroissement du taux de polarisation électronique obtenu en appliquant un champ magnétique longitudinal B_z s'interprètera par un temps de relaxation des spins électroniques T_1 qui dépend de B_z (§ 2). Puis, à partir de l'expression de T_1, on montrera que les électrons effectuent des transitions entre la bande de conduction et les niveaux donneurs (§ 3). On rappellera au paragraphe 4 les mécanismes de la relaxation du spin des électrons piégés et libres. Dans le paragraphe 5 on analysera les résultats expérimentaux.

1. Renseignements fournis par l'expérience

Comme nous l'avons indiqué dans le chapitre précédent, nous disposons de trois types de résultats dans une expérience de pompage optique, en l'absence de résonance électronique et de polarisation nucléaire :

- la valeur $\mathcal{P}(0)$ du taux de polarisation de la luminescence en l'absence de champs magnétiques extérieurs. Dans un composé III-V excité par de la lumière polarisée circulaire σ_+, elle est liée à la durée de vie τ et au temps de relaxation de spin T_1 (B_z=0), alors identique à T_2, par la relation (I.60) :

$$\mathcal{P}_{(0)} = 0{,}25 \frac{T_1(B_z=0)}{T_1(B_z=0) + \tau} = 0{,}25 \frac{T_2}{T_2 + \tau} \qquad \text{(II.1)}$$

- la dépolarisation par un champ transverse, ou effet Hanle. La décroissance en fonction du champ transverse appliqué est à peu près lorentzienne (Fig. 7), sa largeur en champ valant :

$$\Delta B_x = \frac{1}{\gamma T_{2*}} = \frac{1}{\gamma T_2} + \frac{1}{\gamma \tau} \qquad \text{(II.2)}$$

où γ est le rapport gyromagnétique des électrons de conduction. En combinant (II.1) et (II.2) on déduit τ et T_2.

- la variation éventuelle de la polarisation de la luminescence en fonction d'un champ longitudinal appliqué B_z. On observe une variation de la forme (Fig. 8(a)) :

$$\mathcal{P} = \mathcal{P}_\infty + \frac{\mathcal{P}_{(0)} - \mathcal{P}_\infty}{1 + \left[\frac{B_z}{\Delta B_z}\right]^2} \qquad \text{(II.3)}$$

où $\mathcal{P}_{(0)}$ est la polarisation lorsque $B_z = 0$.
$\mathcal{P}_\infty$ la polarisation pour B_z grand.

La valeur de $\mathcal{P}_\infty$ permet le calcul de T_1 à grand champ B_z ; nous relierons ΔB_z à des grandeurs caractéristiques de l'électron polarisé dans ce qui suit.

Le tableau ci-dessous rassemble quelques résultats caractéristiques obtenus par Parsons sur un échantillon de GaSb commercial $N_A = 2.10^{17} cm^{-3}$ (A_1), par nous-même sur un échantillon de GaSb de concentration comparable (A_2), ainsi que des résultats obtenus sur l'échantillon de GaSb de type C.

	T K	raie d'observation	$\mathcal{P}_{(0)}$ %	ΔB_x G	$\mathcal{P}_\infty$ %	ΔB_z G
A_1	3,5	I_1	17,5	3,05	25	5
A_2	1,8	I_1	17,5	2,2	19,5	10
		γ	12,5	2,25	14,5	10
C	1,7	γ	2,8	2,4	10,5	8,3

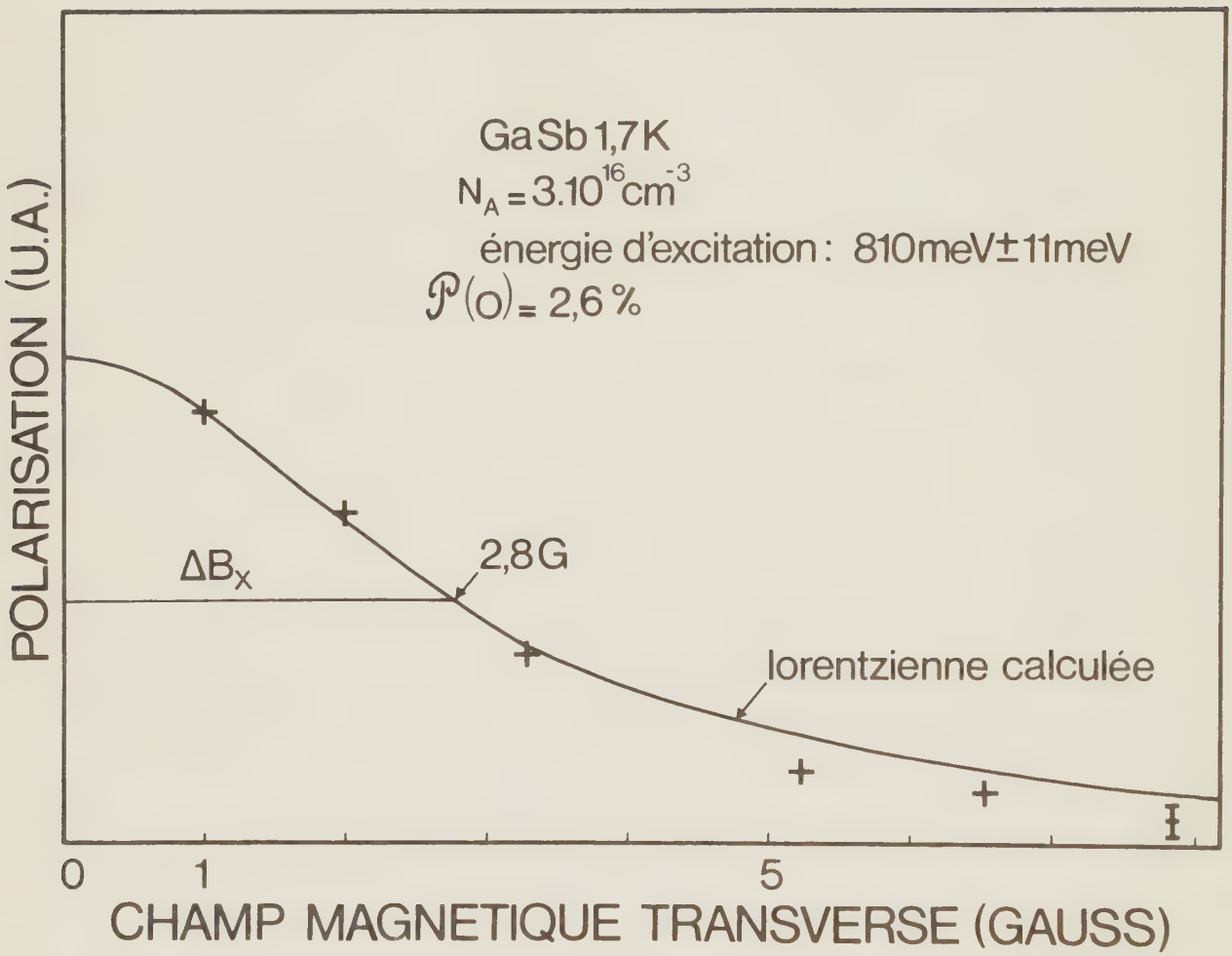


FIGURE 7 : EFFET DE DEPOLARISATION D'UN CHAMP MAGNETIQUE TRANSVERSE (EFFET HANLE)

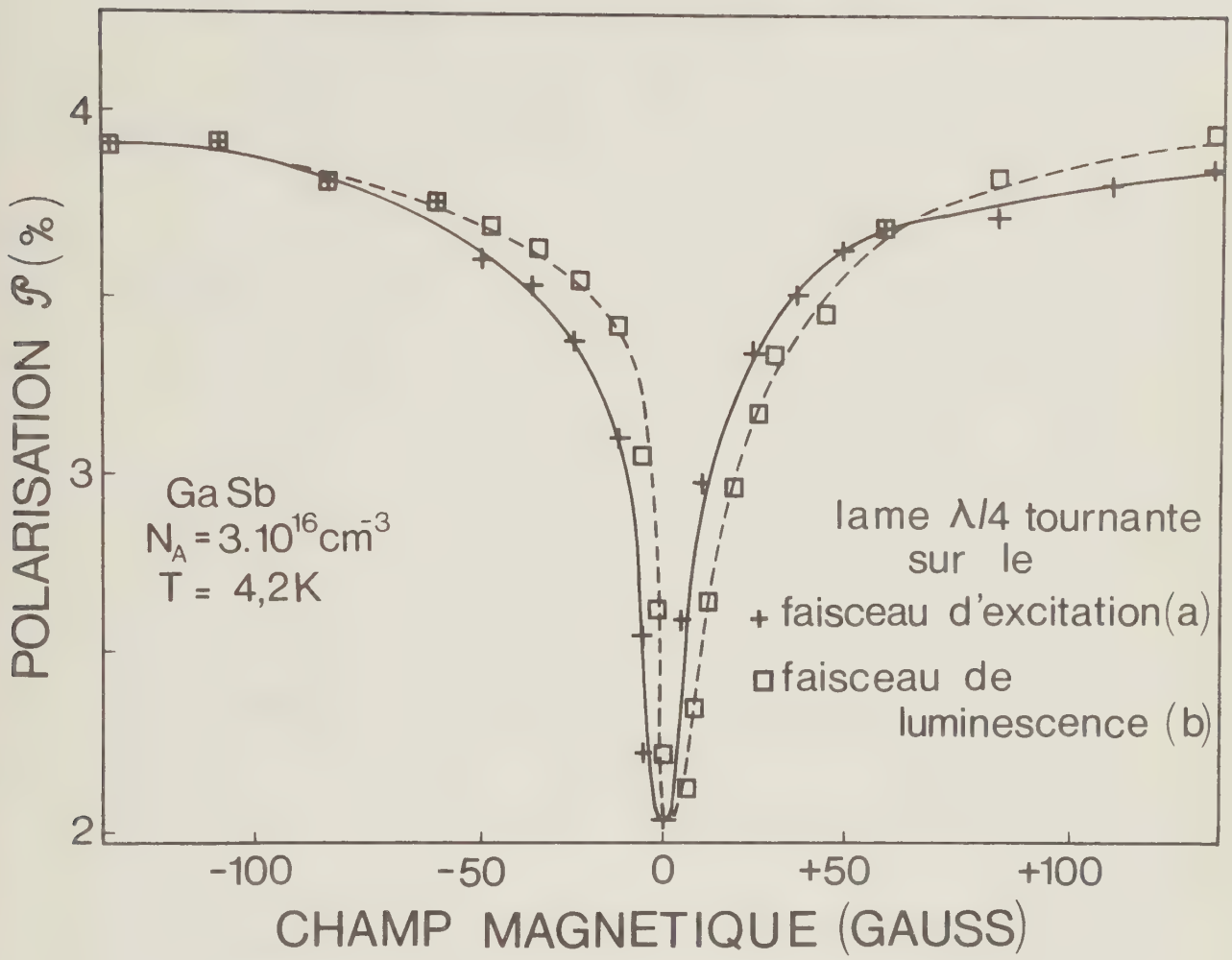


FIGURE 8 : VARIATION DE LA POLARISATION DE LA LUMINESCENCE EN FONCTION D'UN CHAMP MAGNETIQUE LONGITUDINAL APPLIQUE.

Courbe (a) : les noyaux ne sont pas polarisés

(b) : les noyaux sont polarisés

L'expérience nous fournit $\frac{1}{\gamma\tau}$ et $\frac{1}{\gamma T_2}$ exprimés en unités de champ magnétique. Notre mesure du facteur de Landé $|g^*| = 9,3$ (Ch. III) permet le calcul du rapport gyromagnétique des électrons de conduction :

$$\gamma = \frac{g^* \mu_B}{\hbar} \text{ , avec } \mu_B = 9,27.10^{-24} J.T^{-1}$$
$$\hbar = 1,05.10^{-34} J.s$$

Nous trouvons $\gamma = 8,2.10^{11}$ rd.s^{-1}.T^{-1} et en déduisons les valeurs des temps τ et T_2.

	$\frac{1}{\gamma\tau}$ G	$\frac{1}{\gamma T_2}$ G	τ ns	T_2 ns
A_1	2,1	0,91	5,7	13
A_2 I_1	1,5	0,67	8	18
A_2 γ	1,1	1,1	11	11
C	0,26	2,1	47	5,7

- La précision sur la valeurs des temps est de l'ordre de 10 %. Par ailleurs, les résultats obtenus sur un même échantillon dans des expériences différentes ne sont pas strictement identiques, d'où certains écarts dans les valeurs expérimentales indiquées : alors que τ reste constant, T_2 et la valeur de ΔB_z peuvent varier de 20 à 30 %. Nous attribuons ces écarts à l'impossibilité de reproduire exactement la même excitation lumineuse et à une légère influence de l'état de surface de l'échantillon. Quoiqu'il en soit, ces modifications ne changent pas l'allure générale des phénomènes et nous n'en tiendrons pas compte dans notre interprétation.

- Notons que les résultats obtenus sur les raies I_1 et γ sont voisins. Ceci est vrai dans toute la gamme des températures étudiées (1,7 K à 10 K) et montre que nous observons dans tous les cas les propriétés de polarisation des électrons dans un état commun, avant formation éventuelle du complexe excitonique. Cet état commun est celui dans lequel les électrons séjournent le plus longtemps.

- Nous déduisons de nos résultats un ordre de grandeur de la concentration des électrons photocréés en régime permanent : 10^{17} photons par seconde éclairent une surface de 10 mm^2 d'échantillon, la longueur de diffusion est de l'ordre de 10 μ et la durée de vie d'une dizaine de ns. Le nombre total d'électrons créés est donc de 10^9 et leur concentration $10^{13} cm^{-3}$ est très petite devant les concentrations en accepteurs et en donneurs.

Pour pouvoir analyser l'augmentation de $\mathcal{P}$ avec B_z, nous allons dans les paragraphes suivants interpréter cette variation.

2. Origine de la variation de $\mathcal{P}$ avec B_z

La variation de $\mathcal{P}$, symétrique en B_z, se produit pour des champs de l'ordre de 10 gauss. Cet effet a déjà été observé par Parsons (36) qui n'en a pas donné d'interprétation. Il ne peut être attribué à une polarisation thermodynamique des électrons de conduction en th $\frac{g^* \mu_B B_z}{2k_B T}$: cet effet est impair en B_z alors que l'effet que nous observons est une fonction paire de B_z.

L'augmentation de polarisation avec B_z peut être causée par une modification de durée de vie ou de relaxation de spin lorsque B_z varie. Comme l'intensité de la luminescence totale $L_{F+} + L_{F-}$, liée à la durée de vie, ne varie pas avec B_z, on en déduit que ce sont les propriétés de relaxation de spin qui sont affectées par le champ longitudinal.

De manière générale, la relaxation de spin est due à une interaction magnétique fluctuante subie par les électrons. Par la suite, nous décrirons simplement cette interaction par un champ magnétique fluctuant, cette description n'étant rigoureuse que dans le cas d'une interaction de type scalaire. Deux cas extrêmes peuvent se présenter selon la valeur des temps de corrélation τ_c de cette interaction :

a) Si le temps de corrélation τ_c est long, l'électron photocréé est soumis à des champs quasi statiques pendant sa durée de vie. L'effet de ces champs de direction quelconque est de diminuer la polarisation en régime stationnaire. Un champ longitudinal grand devant la valeur quadratique moyenne des champs fluctuants supprimera cet effet.

b) Si au contraire τ_c est court, on se trouve dans le cas du "rétrécissement par le mouvement" (44). Le temps de relaxation augmente alors avec B_z pour $B_z \gtrsim (\gamma\tau_c)^{-1}$ (voir II.7).

Dans ces deux cas, un champ magnétique longitudinal intense supprime l'effet des champs aléatoires, aussi la polarisation tend-elle vers la polarisation théorique maximale, soit 25% pour la polarisation $\mathcal{P}$ de la luminescence. En fait, nous constatons que pour B_z grand, sauf pour l'échantillon A_1, $\mathcal{P}$ tend vers une valeur inférieure à 25% : en plus d'un mécanisme de perte de polarisation qui disparaît en présence d'un grand champ magnétique extérieur, il existe donc une cause de relaxation qui subsiste pour B_z grand. Nous l'exprimerons par un temps de relaxation que nous noterons T_1^o, de sorte que :

$$|\mathcal{P}_\infty| = \frac{P_i^2 T_1^o}{T_1^o + \tau} = 0{,}25\ \frac{T_{1*}^o}{\tau} \qquad \text{(II.4)}$$

est la plus forte polarisation atteinte par la luminescence. Une telle écriture implique que le temps de corrélation associé au mécanisme de T_1^o est bien plus court que celui qui correspond au mécanisme dépendant de B_z.

- Nous avons examiné l'effet de champs statiques dans l'Appendice I et avons montré qu'il n'était possible d'expliquer ainsi ni l'augmentation observée, dans un rapport supérieur à 3, du taux de polarisation, ni surtout les variations comparées de ΔB_x et ΔB_z avec la température. Au contraire, une variation de T_1 avec B_z, dans un modèle de "rétrécissement par le mouvement", interprète l'ensemble des résultats de pompage optique dans

GaSb. On y suppose qu'un électron d'aimantation $\vec{m}_j(t)$ peut passer d'une région à une autre de l'échantillon : l'aimantation $\vec{m}_j(t)$ précesse autour du champ aléatoire $\vec{B}_{ij}$ pendant un temps t_{ij} court devant la période de précession. Soit $\langle B^2 \rangle$ la valeur moyenne du carré de $\vec{B}_{ij}$, seule la partie transverse, soit $\frac{2}{3}\langle B^2 \rangle$, participera à la relaxation de l'aimantation ; si t_{ij} est pris égal au temps de corrélation τ_c on est dans le cas des collisions faibles où $\left[\frac{2}{3}\langle B^2 \rangle\right] \tau_c^2 \ll 1$. Le calcul est valable si τ_c est petit devant la durée de vie. La vitesse de relaxation de spin en champ longitudinal nul associée à ce mécanisme vaut (44) :

$$2.\frac{2}{3}\gamma^2 \langle B^2 \rangle \tau_c \qquad \text{(II.5)}$$

et on doit lui ajouter la vitesse $\frac{1}{T_1^o}$ associée au mécanisme de relaxation indépendant au champ. On a donc :

$$\frac{1}{T_1(\omega_z=0)} = \left(\frac{4}{3}\right) \gamma^2 \langle B^2 \rangle \tau_c + \frac{1}{T_1^o} \qquad \text{(II.6)}$$

En présence d'un champ magnétique longitudinal $B_z = \omega_z/\gamma$ *

$$\frac{1}{T_1(\omega_z)} = \frac{\left(\frac{4}{3}\right)\gamma^2 \langle B^2 \rangle \tau_c}{1 + (\omega_z \tau_c)^2} + \frac{1}{T_1^o} \qquad \text{(II.7)}$$

$$= \frac{1}{T_1^d(\omega_z)} + \frac{1}{T_1^o} \qquad \text{(II.8)}$$

la vitesse de relaxation du spin tend vers $1/T_1^o$ lorsque le champ longitudinal devient grand. (En toute rigueur T_1^o dépend aussi de B_z mais comme le temps de corrélation qui lui est associé est supposé beaucoup plus court, pour des champs dans lesquels le premier terme de $T_1(\omega_z)$ varie T_1^o reste constant).

La polarisation de la luminescence varie également

---

* NOTE : Par convention, nous noterons $T_1(\omega_z)$ pour une prévision théorique, et $T_1(B_z)$ pour un résultat expérimental.

avec B_z puisque l'on a, pour une excitation circulaire σ_+ :

$$\mathcal{P} = \frac{P_i^2}{1 + \tau/T_1(\omega_z)} \qquad \text{(II.9)}$$

Ceci entraîne que la variation de $\mathcal{P}$ est de la forme :

$$\mathcal{P} = \mathcal{P}_\infty - \frac{\mathcal{P}_\infty - \mathcal{P}(0)}{1 + \left(\frac{\omega_z}{\Delta\omega_z}\right)^2} \qquad \text{(II.10)}$$

avec :

$$\mathcal{P}(0) = \frac{P_i^2}{1 + \tau/T_1^d(\omega_z=0) + \tau/T_1^o}$$

$$\mathcal{P}_\infty = \frac{P_i^2}{1 + \tau/T_1^o}$$

$$\Delta\omega_z = \frac{1}{\tau_c}\left[1 + \frac{\tau/T_1^d(\omega_z=0)}{1 + \tau/T_1^o}\right]$$

sans aucune restriction sur la valeur de l'accroissement relatif de polarisation en champ B_z, et sans lien direct avec la largeur Hanle ΔB_x.

Dans ce qui suit, nous développons un modèle de la dynamique des électrons qui met en évidence deux contributions à la vitesse de relaxation de spin, variant à des échelles de champ différentes, en accord avec l'expression (II.7).

3. Dynamique des électrons polarisés

Nous avons vu que les résultats de pompage optique différaient peu pour les raies de luminescence I_1 du type donneur-accepteur, et γ d'exciton lié à un accepteur neutre. Ceci montre que des électrons ayant une histoire analogue déterminent les polarisations de ces deux raies : des électrons ayant séjourné sur les donneurs peuvent retourner dans la bande de conduction et former ensuite l'exciton γ.

Nous nous intéressons ici aux mécanismes agissant au niveau microscopique : nous étudions la polarisation de

la luminescence produite par recombinaison d'électrons polarisés. Pour qu'un champ magnétique extérieur de l'ordre de 10 gauss ait un effet sur leur polarisation, ces électrons doivent subir une interaction dont le temps de corrélation est de quelques ns. Il ne peut s'agir d'électrons de conduction dont le mouvement dans le cristal sera associé à un temps de corrélation de l'ordre du temps de collision lié à la mobilité, soit 10^{-13} à 10^{-14}s (45). En revanche, des électrons piégés sur des centres donneurs expliqueraient mieux les effets observés. Nous proposons un modèle très simplifié qui met en évidence la contribution à la relaxation de spin des divers états électroniques possibles : nous analysons pour cela la perte de polarisation subie par un électron effectuant des transitions entre la bande de conduction et un niveau donneur avec possibilité de réexcitation vers la bande de conduction. Cette description, qui néglige en particulier la variation des temps de corrélation avec l'énergie du donneur considéré, traduit les deux composantes observées dans le temps de relaxation de spin électronique.

a) Nous supposons que dans la bande de conduction l'électron peut être soumis à un champ +b ou à un champ -b. Il passe de l'un à l'autre avec une fréquence $1/\theta_c$. Il peut être capturé par un centre donneur avec une probabilité $1/\theta_t$, ou libéré par un centre avec une probabilité $\bar{\omega}$ (par suite du petit nombre d'électrons photocréés (§III.1), θ_t est indépendant de la concentration en électrons). Lorsque l'électron est sur le donneur, il est soumis à +B ou -B, avec un temps de saut de θ_d (Fig. 9). Pour simplifier le calcul nous supposerons que la durée de vie des électrons est la même dans la bande de conduction et sur le niveau donneur. Cette hypothèse, bien que restrictive, ne change pas la description qualitative du système. Tous les temps intervenant dans ce processus aléatoire sont supposés très courts devant les durées de vie avant recombinaison. En régime permanent les densités d'électrons dans la bande de conduction et sur les donneurs valent respectivement n_e et

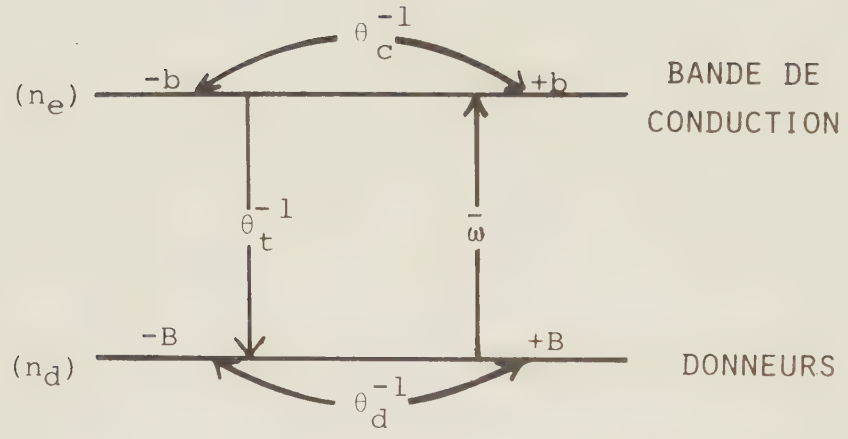


FIGURE 9

n_d et seront calculées plus bas. Dans ces hypothèses, la fonction de corrélation du champ vu par les électrons s'écrit (46) :

$$G(t) = \frac{n_e}{n_e + n_d} b^2 e^{-t/\tau_c^c} + \frac{n_d}{n_e + n_d} B^2 e^{-t/\tau_c^d} \qquad (II.11)$$

On a posé :

$\frac{1}{\tau_c^c} = \frac{1}{\theta_t} + \frac{2}{\theta_c}$ temps de corrélation dans la bande de conduction

$\frac{1}{\tau_c^d} = \bar{\omega} + \frac{2}{\theta_d}$ temps de corrélation sur le niveau donneur

Il en résulte un temps de relaxation de spin T_1 tel que :

$$\frac{1}{T_1(\omega_z)} = \frac{n_e}{n_e + n_d} \cdot \frac{(\gamma b)^2 2\tau_c^c}{1 + (\omega_z \tau_c^c)^2} + \frac{n_d}{n_e + n_d} \cdot \frac{(\gamma B)^2 2\tau_c^d}{1 + (\omega_z \tau_c^d)^2} \qquad (II.12)$$

$$= \frac{1}{T_1^o} + \frac{1}{T_1^d(\omega_z)} \qquad (II.13)$$

b) Nous avons fait apparaître deux composantes dans T_1. La première, T_1^o, associée à un temps de corrélation τ_c^c court, ne varie pas pour les champs B_z que nous avons utilisés et s'identifie au T_1^o du paragraphe précédent. La deuxième, $T_1^d(\omega_z)$, varie pour des champs extérieurs bien plus faibles puisque le temps de corrélation τ_c^d est bien plus long que τ_c^c. De l'échelle de variation en champ de T_1^d, on déduira la valeur de τ_c^d. τ_c^d sera identifié au τ_c du calcul du paragraphe 2 et sera noté ainsi dans la suite de ce chapitre.

c) Les deux composantes de T_1 dépendent du rapport de n_e à n_d. Nous allons montrer que $n_e < n_d$. Pour cela nous cherchons la solution en régime permanent des équations d'évolution qui traduisent l'excitation par la lumière, le mouvement des électrons entre la bande de conduction et les donneurs, et la recombinaison :

$$\begin{cases} \dfrac{dn_e}{dt} = g - \dfrac{n_e}{\tau} - \dfrac{n_e}{\theta_t} + \bar{\omega} n_d & \text{(II.14)} \\ \dfrac{dn_d}{dt} = \dfrac{n_e}{\theta_t} - \bar{\omega} n_d - \dfrac{n_d}{\tau} & \text{(II.15)} \end{cases}$$

Il vient :

$$\frac{n_e}{n_e + n_d} = \frac{\theta_t(1 + \bar{\omega}\tau)}{\tau + \theta_t(1 + \bar{\omega}\tau)} \qquad \text{(II.16)}$$

$$\frac{n_d}{n_e + n_d} = \frac{\tau}{\tau + \theta_t(1 + \bar{\omega}\tau)} \qquad \text{(II.17)}$$

Pour calculer le rapport n_e/n_d, on a besoin de connaître le produit $\bar{\omega}\theta_t$. Si on suppose que le niveau donneur est séparé de la bande de conduction de E_d, le principe du bilan détaillé donne :

$$\bar{\omega}\theta_t = \frac{N_C}{N_D} \exp\left(-\frac{E_d}{k_B T}\right) \qquad \text{(II.18)}$$

où N_C est la densité d'états équivalente de la bande de conduction.

$N_C = 4{,}9.10^{13} T^{3/2} cm^{-3}$.

N_D est la concentration en donneurs.

Ceci montre que, pour une concentration en donneurs de $10^{15} cm^{-3}$, aux températures de nos expériences, quelle que soit la position exacte du niveau donneur, par suite de la faiblesse du rapport N_C/N_D le produit $\bar{\omega}\theta_t$ reste petit devant 1. Par ailleurs, d'après nos hypothèses, $\tau \gg \theta_t$. Nous en déduisons que $n_e \lesssim n_d$, c'est-à-dire que la recombinaison sur la raie I_1 est plutôt du type donneur-accepteur, en accord avec certaines expériences de luminescence (40) ; le facteur de réduction $n_e/(n_e+n_d)$ qui intervient dans T_1^o est plus faible que celui de $T_1(\omega_z)$.

Le mouvement des électrons polarisés entre la bande de conduction et les donneurs explique donc les deux composantes observées dans le temps de relaxation de spin. Chaque composante est pondérée par la proportion d'électrons dans l'état correspondant.

Nous allons maintenant étudier des mécanismes responsables de la relaxation dans ces deux états, puis nous comparerons les valeurs trouvées pour les temps de relaxation avec les valeurs expérimentales.

4. Mécanismes de la relaxation électronique

a) Relaxation du spin des électrons piégés

Les noyaux non polarisés interagissent avec les électrons piégés sur les donneurs.* La valeur moyenne sur la variable orbitale du hamiltonien hyperfin s'écrit [éq(IV.14)]

$$\mathcal{H}_1^* = \frac{\mu_o}{4\pi} \cdot \frac{8\pi}{3}(\gamma_e \hbar)(\gamma_{n\alpha}\hbar)\frac{\eta_\alpha}{\pi a_o^{*3}} e^{-2r/a_o^*} \vec{I}_\alpha \cdot \vec{S} \qquad (II.19)$$

---

*NOTE : Dans le mécanisme considéré ici, l'interaction de l'électron piégé avec le noyau donneur situé en r=O (47) ne joue pas un rôle privilégié : tous les noyaux du cristal ont un spin non nul, et par suite du grand rayon de Bohr, de nombreux noyaux de la matrice peuvent intervenir dans l'interaction.

γ_e est le rapport gyromagnétique de l'électron libre
$\gamma_{n\alpha}$ celui du noyau de type α
η_α exprime le piquage de la fonction d'onde électronique sur le site du noyau α
a_o^* est le rayon de Bohr du donneur ($a_o^* = 180$ Å dans GaSb)
$\vec{S}$ (resp $\vec{I}_\alpha$) le spin électronique (resp nucléaire)

Pour un noyau situé à une distance r du site donneur, il en résulte un temps de relaxation électronique (48) :

$$\frac{1}{T_{1\alpha}} = \left(\frac{\mu_o}{4\pi}\,\frac{8}{3}\,\frac{\hbar\eta_\alpha}{a_o^{*3}}\gamma_{n\alpha}\gamma_e e^{-2r/a_o^*}\right)^2 \frac{I_\alpha(I_\alpha+1)}{3}\,\frac{2\tau_c^N}{1+(\omega_z\tau_c^N)^2} \qquad (II.20)$$

ω_z est la fréquence de Larmor électronique dans le champ extérieur.
τ_c^N, temps de corrélation de cette interaction, est déterminé par les temps de saut de l'électron d'un site donneur à un autre ou vers la bande de conduction, ou par le temps d'échange d'un électron entre un donneur et la bande de conduction. On estime sa valeur en l'assimilant au temps caractéristique de la conductivité par "saut" (49) dans les semiconducteurs partiellement compensés à faible concentration (50). On trouve ainsi pour les concentrations utilisées $\tau_c^N \approx 10^{-10}$s. Dans la suite du calcul, nous l'assimilerons au τ_c^c du paragraphe 3 et lui donnerons la valeur que nous déterminons expérimentalement à partir de la dépendance de $\mathcal{P}$ en champ magnétique longitudinal, soit quelques ns. Cette valeur est en accord avec le temps de saut calculé, si l'on tient compte du manque de données sur la compensation des échantillons.

Lorsqu'on fait intervenir tous les noyaux de type α du cristal, en abondance c_α, on trouve :

$$\frac{1}{T_{1\alpha}} = \frac{c_\alpha}{\Omega}\int_0^\infty \frac{1}{T_{1\alpha}(r)}\cdot 4\pi r^2 dr \qquad (II.21)$$

où Ω est le volume de la cellule élémentaire : ($\Omega = 56{,}6$ Å^3 dans GaSb). D'où :

$$\frac{1}{T_{1\alpha}} = \left(\frac{\mu_o}{4\pi}\,\frac{8\hbar}{3a_o^{*3}}\,\eta_\alpha\gamma_{n\alpha}\gamma_e\right)^2 c_\alpha\,\frac{\pi a_o^{*3}}{4\Omega}\,\frac{I_\alpha(I_\alpha+1)}{3}\,\tau_c\,\frac{1}{1+\omega_z^2\tau_c^2} \qquad (II.22)$$

Avec les données numériques indiquées au paragraphe 3 du chapitre IV, il est possible de calculer les valeurs de $T_{1\alpha}$. Quatre sortes de noyaux interviennent ; il vient, en prenant $\tau_c = 2$ ns :

$$\left[T_{1\alpha}(\omega_z=0)\right]^{-1} = 1{,}6.10^6 s^{-1} \text{ pour } Ga^{69} \text{ d'abondance } 0{,}60$$
$$= 1{,}6.10^6 s^{-1} \text{ pour } Ga^{71} \text{ d'abondance } 0{,}40$$
$$= 6{,}5.10^7 s^{-1} \text{ pour } Sb^{121} \text{ d'abondance } 0{,}57$$
$$= 1{,}8.10^7 s^{-1} \text{ pour } Sb^{123} \text{ d'abondance } 0{,}43$$

Les carrés des interactions s'ajoutent, donc

$$\left[T_1(\omega_z=0)\right]^{-1} = 8{,}65.10^7 s^{-1}$$
$$T_1(\omega_z=0) = 1{,}2.10^{-8} s$$

Compte tenu de la simplicité de notre modèle, où nous considérons les niveaux donneurs bien séparés de la bande de conduction et où nous décrivons l'ensemble des processus de saut par un seul temps de corrélation τ_c, nous ne considérons la valeur $T_1(\omega_z=0)$ calculée que comme un ordre de grandeur du temps de relaxation de spin des électrons piégés. Nous la comparerons aux valeurs expérimentales au paragraphe 5.

b) Relaxation du spin des électrons de conduction

A cause de la faiblesse de leur temps de corrélation, les électrons de conduction ne peuvent être efficacement relaxés de spin par le mécanisme ci-dessus. En revanche, deux mécanismes ont été proposés, qui sont fondés sur la forme particulière de leur fonction d'onde. Ils sont efficaces dans des semiconducteurs où le couplage spin-orbite est fort, ce qui est le cas de GaSb.

(α) Dyakonov et Perel (29)(30) ont proposé comme cause de relaxation du spin l'interaction liée à l'absence de centre d'inversion dans les composés semiconducteurs III-V. Ce mécanisme a été étudié par Fishman dans GaAs (24). Dans le hamiltonien de Kane (21), ceci conduit à un terme en $\vec{Ah}(\vec{k}).\vec{\sigma}$ où $\vec{\sigma}$ représente la matrice de Pauli, et $\vec{Ah}(\vec{k})$ correspond à un

champ interne dont la grandeur et la direction dépendent du vecteur $\vec{k}$ de l'électron (voir éq.(I.46)). La précession de l'électron est associée au vecteur $\vec{\Omega}(\vec{k})$:

$$\vec{\Omega}(\vec{k}) = \frac{2A\vec{h}(\vec{k})}{\hbar} \qquad \text{(II.23)}$$

et dans GaSb :

$$|\vec{\Omega}(\vec{k})| = 3,7 \frac{\hbar}{m_o} \frac{\Delta}{E_G} \frac{|k^3|}{\sqrt{E_G}} \qquad \text{(II.24)}$$

$|\vec{\Omega}(\vec{k})|$ est proportionnel à k^3.

A une énergie donnée on peut calculer $\Omega(\varepsilon)$ qui est la valeur quadratique moyenne de $\vec{\Omega}(\vec{k})$:

$$\Omega(\varepsilon) = \left[\int_{\varepsilon=\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}} \left[\vec{\Omega}(\vec{k})\right]^2 \vec{dk} \right]^{1/2} \qquad \text{(II.25)}$$

On en déduit dans GaSb $\Omega(\varepsilon) = 3.10^9 \varepsilon^{3/2} \text{rd.s}^{-1}$ si ε est en meV.

Ici, le temps de corrélation est le temps τ_p de collision de la quantité de mouvement, correspondant à un changement de vecteur $\vec{k}$.

. Dans un cas de collisions fortes, où $\Omega(\varepsilon)\tau_p \gg 1$, T_1^o est égal à τ_p.

. Si $\Omega(\varepsilon)\tau_p \ll 1$, on est dans le cas de collisions faibles et $\frac{1}{T_1(\varepsilon)} \approx \Omega^2(\varepsilon)\tau_p$. (II.26)

soit $\frac{1}{T_1} \approx 9.10^{18} \varepsilon^3 \tau_p$ (II.27)

dans GaSb, pour ε en meV et τ_p en s.

Pour évaluer T_1 et sa variation avec l'énergie, il faut connaître le mécanisme de relaxation de la quantité de mouvement.

A basse température τ_p est déterminé par collisions sur les impuretés ionisées (51) ou sur les accepteurs neutres (45). Aux concentrations d'accepteurs de 10^{16} à 10^{17} cm^{-3}, les collisions sur les accepteurs neutres sont plus probables et donnent $\tau_p \approx 3.10^{-13}$s à 4K pour

3.10^{17} accepteurs cm^{-3}. Pour ce mécanisme, la variation de τ_p est lente avec la température, τ_p étant minimal vers 3K. Il vient alors $T_1 \approx 20ns$ pour $\varepsilon = 3$ meV et $N_A = 3.10^{17} cm^{-3}$.

(β) Un autre mécanisme de relaxation du spin des électrons de conduction a été imaginé par Elliott (25), calculé en détail par Yafet (26), et appliqué par Zawadzki et Szymanska (52) dans le cadre de la théorie de Kane aux composés III-V ; Chazalviel (53) a montré qu'il était responsable de la relaxation de spin dans InSb. Ce mécanisme a pour origine la nature de la fonction d'onde de la bande de conduction, qui pour $\vec{k} \neq \vec{0}$ n'est pas pure de spin, comme on l'a vu au Chapitre I. Par conséquent, toute collision de la quantité de mouvement, qui modifie $\vec{k}$, aura aussi un effet sur le spin. Il en résulte une relation entre temps de collision de la quantité de mouvement τ_p et temps de relaxation du spin de l'électron de conduction T_1 de la forme (24) :

$$\frac{1}{T_1} = \alpha \frac{1}{\tau_p} \qquad \text{(II.28)}$$

où $\alpha \approx \left|\frac{bc}{a}\right|^2$ avec les notations des équations (I.42).

Dans GaSb $\alpha \approx 6{,}2.10^{-2} \left(\frac{\Delta}{E_G}\right)^2 \left(\frac{\varepsilon}{E_G}\right)^2$ (II.29)

soit $\alpha \approx 5{,}3.10^{-2} \left(\frac{\varepsilon}{E_G}\right)^2$

où ε est l'énergie cinétique de l'électron.

---

* NOTE : Ce temps de relaxation n'a pas la même forme que ceux qu'on décrit habituellement par un champ fluctuant, comme celui du mécanisme Dyakonov Perel par exemple. En effet dans le processus Elliott Yafet un spin subit, pour chaque collision, une précession d'un angle faible $\delta\omega$ pendant un temps t_1 très court devant le temps τ_p qui sépare deux collisions. La perte relative de polarisation au bout du temps t, $\frac{\delta P(t)}{P}$, est alors $(\delta\omega)^2 \frac{t}{\tau_p}$, d'où l'expression du temps de relaxation. On pourrait traiter ce mécanisme dans un formalisme de fonction de corrélation, le temps de corrélation étant la durée t_1 de chaque collision.

Alors, si ε est exprimé en meV, on a :

$$\frac{1}{T_1} = 8{,}3.10^{-8}.\varepsilon^2.\frac{1}{\tau_p} \qquad \text{(II.30)}$$

Avec les mêmes valeurs de N_A, τ_p, ε que dans le calcul du mécanisme Dyakonov Perel, il vient $T_1 \approx 300$ ns.

Les valeurs du temps de relaxation de spin des électrons de conduction fournies par les deux mécanismes considérés diffèrent d'un ordre de grandeur.

A première vue, le mécanisme Dyakonov Perel semble plus efficace. Cependant nous connaissons mal τ_p et l'état de thermalisation des électrons, dont dépend fortement T_1 dans les deux mécanismes. Aussi nous ne pourrons trancher entre les deux processus qu'après l'analyse des résultats expérimentaux qui suit, et surtout après l'étude de la variation du taux de polarisation en fonction de l'énergie de la dernière partie de ce chapitre.

5. Analyse des expériences

a) Résultats

Rappelons d'abord les notations utilisées :
Le modèle phénoménologique (§2) a montré que :

$$\frac{1}{T_1(\omega_z)} = \frac{1}{T_1^o} + \frac{(4/3)\gamma^2\langle B^2\rangle\tau_c}{1 + (\omega_z\tau_c)^2} \qquad \text{(II.31)}$$

Le modèle microscopique développé ci-dessus permet d'écrire :

$$\frac{1}{T_1(\omega_z)} = \frac{n_e}{n_e + n_d}(\gamma b)^2 2\tau_c^c + \frac{n_d}{n_e + n_d}\cdot\frac{(\gamma B)^2 2\tau_c^d}{1 + (\omega_z\tau_c^d)^2} \qquad \text{(II.32)}$$

$$= \frac{1}{T_1^o} + \frac{1}{T_1^d(\omega_z)} \qquad \text{(II.33)}$$

Par ailleurs, en champ nul,

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_1^o} + \frac{1}{T_1^d(\omega_z=0)} \qquad \text{(II.34)}$$

- A partir des expériences il est possible de déterminer T_1^o, $\langle B^2\rangle$, τ_c et la durée de vie τ : en effet, dans

notre hypothèse de durées de vie égales dans la bande de conduction et l'état piégé, les équations d'évolution des populations et des polarisations de ce système sont analogues aux deux équations (I.15) et (I.16), et ont pour solution en régime permanent :

$$\mathcal{P}(0) = \frac{0,25}{1 + \frac{\tau}{T_1^0} + \frac{\tau}{T_1^d(B_z=0)}} \qquad (II.35)$$

$$\mathcal{P}_\infty = \frac{0,25}{1 + \frac{\tau}{T_1^0}} \qquad (II.36)$$

$$\Delta B_z = \frac{1}{\gamma\tau_c}\left[1 + \frac{\tau/T_1^d(B_z=0)}{1 + \tau/T_1^0}\right] \qquad (II.37)$$

$$\Delta B_x = \frac{1}{\gamma\tau} + \frac{1}{T_1^0} + \frac{1}{T_1^d(B_z=0)} \qquad (II.38)$$

Ces quatre grandeurs sont les données expérimentales.

On calcule alors :

$$\frac{1}{\tau} = \gamma\Delta B_x . 4\mathcal{P}(0) \qquad (II.39)$$

$$\frac{1}{T_1^0} = \gamma\Delta B_x . 4\mathcal{P}(0)\left[\frac{1}{4\mathcal{P}_\infty} - 1\right] \qquad (II.40)$$

$$\tau_c = \frac{1}{\gamma\Delta B_z}\sqrt{\frac{\mathcal{P}_\infty}{\mathcal{P}(0)}} \qquad (II.41)$$

$$\langle B^2\rangle = \frac{3}{4} \cdot \Delta B_x \cdot \Delta B_z \cdot \frac{\mathcal{P}_\infty - \mathcal{P}(0)}{\mathcal{P}_\infty} \cdot \frac{\mathcal{P}(0)}{\mathcal{P}_\infty} \qquad (II.42)$$

Nous indiquons sur le tableau (p.55) et les figures 10 et 11 les résultats obtenus en fonction de la température pour divers échantillons.

b) Discussion

Les échantillons de type A, B, C se comportent vis-à-vis du pompage optique de façon différente. Les écarts entre les valeurs de $\mathcal{P}$ et ΔB_x proviennent essentiellement

T A B L E A U

RESULTATS DE POMPAGE OPTIQUE DANS GaSb EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

Echantillon	T K	τ ns	T_1^o ns	$T_1^d(B_z=0)$ ns	τ_c ns	$\sqrt{\langle B^2 \rangle}$ G
A_1	3,5	5,7	∞	13	2,9	1,7
	5,5	5,4	∞	35	2,6	1,1
	8	5,1	20	19	0,6	2,8
	10	5,2	2,4	∞	0	-
A_2 I_1	1,8	7,9	29	49	1,3	1,3
	6,4	14	6,4	∞	0	-
	9,4	8	11	∞	0	-
A_2 γ	1,8	10,9	15,5	36	1,3	1,55
	6,4	11	11	∞	0	-
C	1,95	46	24	19	7,5	0,88
	6,4	49	15	58	5,4	0,60
	15,8	12,7	6	∞	0	-
B_1	1,7	39	24	8,9	1,9	2,5
	4,2	37	18	10	2,4	2,2
	6	37	30	22	1,1	2,2
B_2	1,5	20	24	12	2,3	2,0
	4,2	18	37	15	3,6	1,5

NOTE :-Les valeurs $\tau_c=0$ ou $T_1^d=\infty$ sont indiquées à la précision de nos mesures près. Par exemple dans l'échantillon C à 15,8K on a :

$\tau_c < 1,2$ns, et $T_1^d(B_z=0) > 80$ ns.

-Dans les cas où $\tau_c=0$, on ne peut déterminer $\sqrt{\langle B^2 \rangle}$.

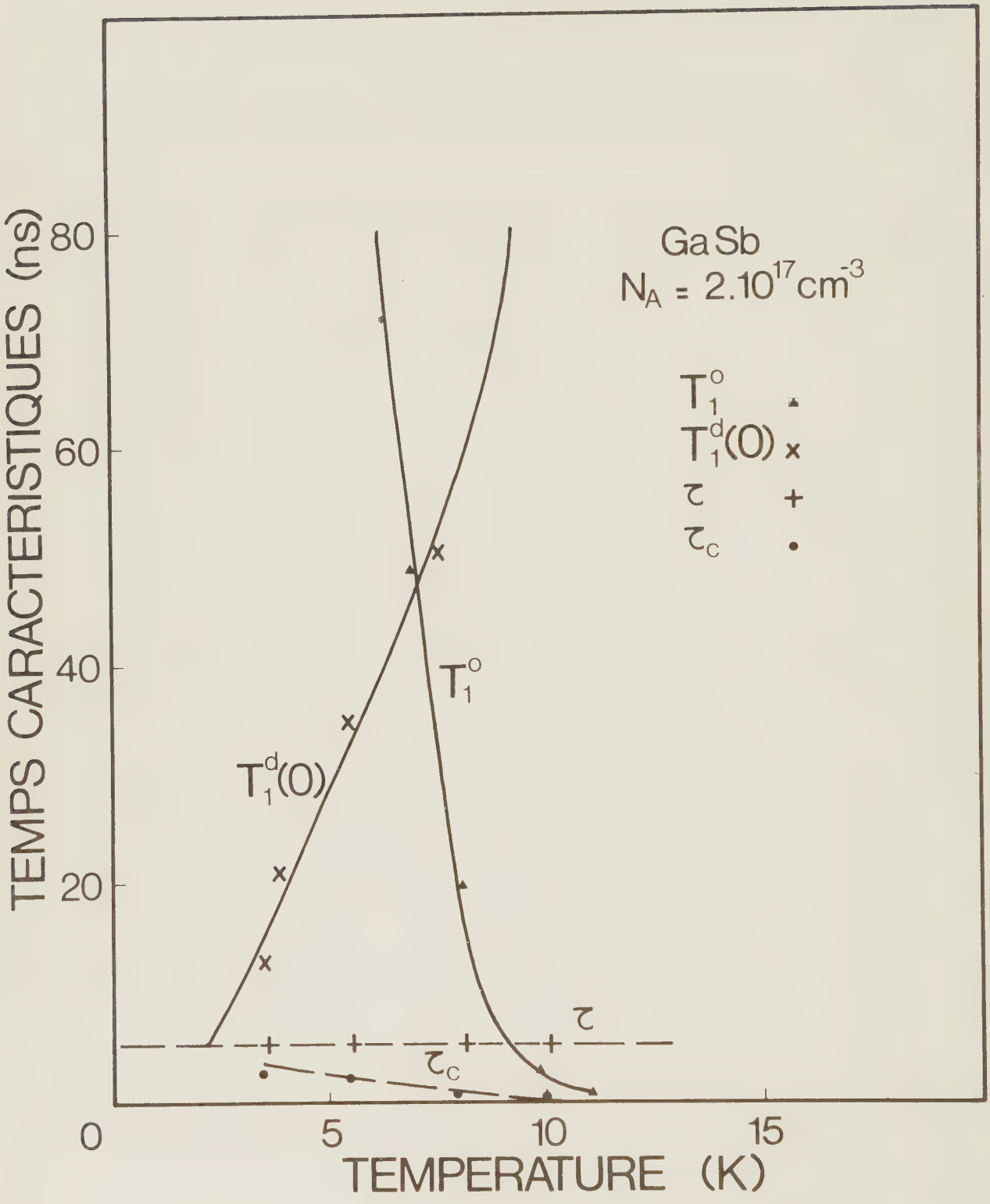


FIGURE 10 : RESULTATS DE POMPAGE OPTIQUE DANS L'ECHANTILLON A_1

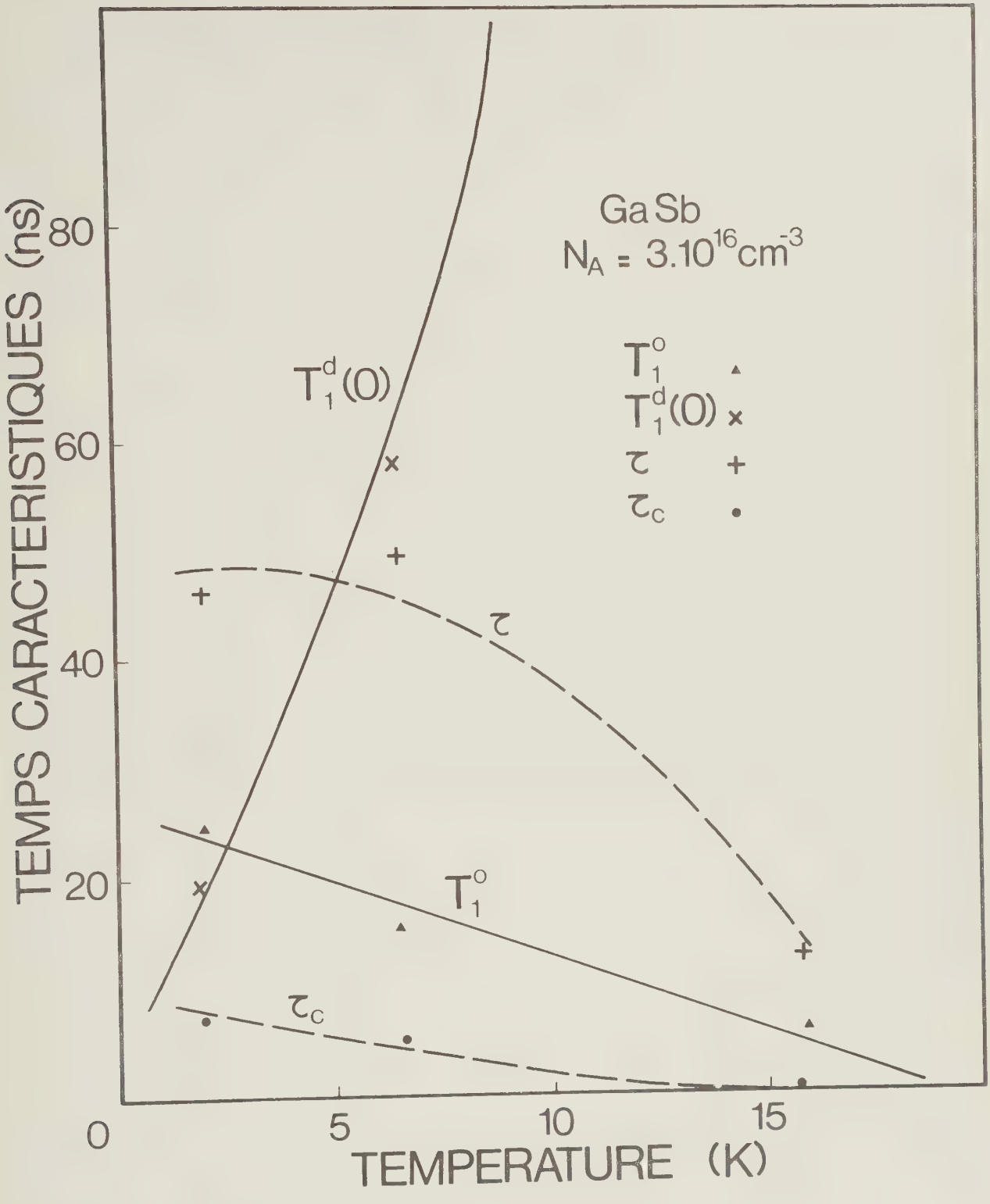


FIGURE 11 : RESULTATS DE POMPAGE OPTIQUE DANS L'ECHANTILLON C

des différences entre les durées de vie τ. En effet, tous les paramètres sauf τ restent du même ordre de grandeur d'un type d'échantillon à l'autre. Nous allons maintenant comparer leurs valeurs expérimentales avec les prévisions théoriques.

(α) Durée de vie τ

Le calcul (54) montre que la durée de vie τ de la recombinaison radiative bande-accepteur est de l'ordre de quelques ns dans un échantillon contenant 3.10^{17} accepteurs/cm^3, et de quelques dizaines de ns dans un échantillon comparable à l'échantillon C ; par ailleurs, pour ces concentrations, la durée de vie de la recombinaison radiative donneur-accepteur est de l'ordre de 10 à 100 ns (55). Ces deux types de recombinaison sont indépendants de la température. Nos résultats expérimentaux sont en accord avec ces valeurs et ces variations : ils montrent que le rendement radiatif est élevé mais ne permettent pas de distinguer entre une recombinaison bande-accepteur ou donneur-accepteur.

(β) Temps de relaxation de spin des électrons de conduction T_1^o

T_1^o, temps de relaxation de spin dans la bande de conduction, varie assez lentement en fonction de la température, sauf dans l'échantillon A_1 où sa décroissance est plus brutale.

Nous avons calculé pour le mécanisme Dyakonov Perel une valeur de 20 ns à 4 K pour un échantillon analogue à l'échantillon A, et 300 ns pour le mécanisme Elliott dans les mêmes conditions. Ces deux valeurs théoriques doivent être pondérées par le facteur $n_e/(n_e+n_d)$ qui, d'après les calculs du paragraphe 3, est inférieur à 1. Ce facteur variera d'autant plus avec la température qu'il est petit devant 1. Comme expérimentalement T_1^o varie peu, on en déduit que $n_e/(n_e+n_d)$ n'est pas très petit devant 1, c'est-à-dire que la probabilité de réexcitation $\bar{w}$ d'un élec-

tron vers la bande de conduction est de l'ordre de la probabilité de capture $1/\theta_t$ sur un donneur. Ceci confirme que les donneurs sont peu séparés de la bande de conduction. De plus, la faible variation de T_1^o avec la température T du réseau indique que l'état de thermalisation des électrons photocréés, mal connu, dépend peu de T. La température électronique est supérieure à toutes les températures de réseau étudiées. Les valeurs théoriques de T_1^o sont donc en réalité plus faibles que celles indiquées ci-dessus, et les deux processus peuvent convenir. Seule l'étude du paragraphe IV de la variation de la polarisation des électrons avec leur énergie de création nous permettra de déterminer le mécanisme responsable de la relaxation de spin des électrons de conduction.

(γ) Relaxation du spin des électrons piégés

La valeur que nous avons calculée au paragraphe 4a) : $T_1(\omega_z=0) = 12$ ns est comparable à nos résultats. Il est possible de faire une analyse plus détaillée puisque l'expérience permet de séparer le temps de corrélation τ_c et la valeur quadratique moyenne $\sqrt{\langle B^2 \rangle}$ de l'interaction fluctuante.

- Nous avons dit au paragraphe 4a) que le τ_c que nous mesurons est à un facteur 10 près égal au temps de saut de la conductivité. On sait que ce dernier doit varier sur une échelle de température de quelques degrés : c'est la même variation qu'on observe pour τ_c dans les échantillons A_1, A_2 et C. Par ailleurs, quand la concentration en donneurs est plus grande, dans les échantillons de type B, on observe jusqu'à 6 K un τ_c constant avec la température. On peut attribuer ce comportement à un recouvrement plus important des fonctions d'onde des électrons piégés : on sait (56) que dans ce cas l'énergie d'activation diminue jusqu'à disparaître quand une bande d'impuretés s'est formée. Ceci montre que c'est le saut d'un électron d'un donneur à un autre et vers la bande de conduction qui

module l'interaction magnétique responsable de la relaxation.

- La valeur quadratique moyenne $\sqrt{\langle B^2 \rangle}$ de l'interaction fluctuante reste de l'ordre de quelques gauss. Elle varie peu en fonction de la température dans un échantillon donné, et sa valeur est au plus multipliée par 3 quand on passe d'un échantillon à un autre. L'interaction est donc d'origine intrinsèque.

Du calcul du paragraphe 4a) on peut déduire la valeur quadratique moyenne exprimée en champ extérieur de l'interaction hyperfine avec les noyaux, $\sqrt{\langle B^2 \rangle}$=2,3 G. Cette valeur doit être multipliée par $n_d/(n_e+n_d)$, un peu inférieur à 1, pour être comparée à nos valeurs expérimentales. En réalité, les valeurs expérimentales sont de l'ordre de cette valeur, la plus grande valeur étant de 2,8 $\pm$ 0,5 G.

On peut donc dire que la modulation de l'interaction hyperfine par les sauts des électrons est responsable de la relaxation des électrons piégés sur les donneurs.

En résumé, l'étude en fonction de la température de la polarisation électronique dans GaSb, obtenue en excitant les électrons en bas de la bande de conduction, nous permet de conclure que les électrons polarisés effectuent des transitions vers les donneurs, peu séparés de la bande de conduction. C'est la modulation de l'interaction hyperfine avec les noyaux par les sauts des électrons entre les donneurs et vers la bande de conduction qui relaxe les spins des électrons piégés. Un mécanisme de type Dyakonov Perel ou Elliott Yafet est responsable de la relaxation de spin des électrons libres. L'étude en fonction de l'énergie qui suit complètera cette analyse.

IV. EXCITATION DES ELECTRONS PAR UNE LUMIERE D'ENERGIE $h\nu > E_G$

Lorsque la lumière qui excite les électrons d'un semiconducteur a une énergie $h\nu$ supérieure à celle de la bande interdite E_G, les électrons sont créés avec une énergie cinétique ε^1 liée à $h\nu$ par :

$$\varepsilon^1 = (h\nu - E_G)/(1 + m^*/m_h^*) \qquad (II.44)$$

où m^* est la masse effective de l'électron de conduction et m_h^* celle du trou. Par suite des valeurs des masses effectives des trous, dans les composés III-V les transitions optiques sont beaucoup plus probables à partir de la bande des trous lourds qu'à partir de celle des trous légers : dans GaSb le rapport des probabilités des transitions est de 6 (57). Dans l'expression de ε^1 il suffit donc de prendre pour m_h^* la masse m_{hh}^* du trou lourd. Alors dans GaSb où $m^* = 0{,}041\ m_o$ (31), $m_{hh}^* = 0{,}33\ m_o$ (58) un coefficient 0,89 lie ε^1 à $h\nu - E_G$.

Même lorsque les électrons sont créés avec une énergie cinétique $\varepsilon^1 \gg k_B T$, leur recombinaison radiative ne se fait qu'à partir de l'état thermalisé en bas de bande : on a en effet observé dans GaSb que la forme du spectre de luminescence ne dépend pas de ε^1 (36). L'étude de la variation du spectre de luminescence en fonction de ε^1 renseigne sur le mode de thermalisation. Le pompage optique se révèle également un moyen fructueux d'étude de la relaxation de l'énergie des électrons de conduction : une lumière polarisée crée les électrons polarisés à l'énergie ε^1 ; en même temps que la thermalisation, il peut se produire une perte de polarisation que l'on observera sur la polarisation de la luminescence émise à partir de l'état thermalisé. Le temps de relaxation de l'énergie et le temps de relaxation de spin interviennent conjointement dans ce phénomène.

La variation du taux de polarisation de la luminescence $\mathcal{P}(h\nu)$ en fonction de l'énergie $h\nu$ de la lumière excitatrice a été mise en évidence par Parsons dans GaSb (36). Dyakonov et Perel (29) ont proposé une théorie de la varia-

tion de la polarisation des électrons dans le cas où l'on peut définir un temps de relaxation de spin $T_1(\varepsilon^1)$ associé à chaque niveau d'énergie ε^1. Fishman (24) a élargi l'étude au cas des phonons optiques, pour lequel on ne peut plus définir un temps de relaxation de spin, mais seulement une perte de polarisation. Nous complétons ici ces travaux (59) : nous montrons l'importance de la durée de thermalisation des électrons, liée au temps de relaxation de l'énergie, dans la variation de $\mathcal{P}(h\nu)$. Nous étudions également l'effet d'un champ magnétique transverse pendant la thermalisation des électrons polarisés.

1. Résultats expérimentaux

(a) Variation du taux de polarisation avec l'énergie

La figure 12 montre la variation de $\mathcal{P}(h\nu)$ obtenue par Parsons sur l'échantillon A_1 à 5,5K. La luminescence est détectée au sommet de la raie I_1, son intensité $L_{F+} + L_{F-}$ varie peu avec $h\nu$. On remarque la décroissance brutale de $\mathcal{P}$ dès que $h\nu$ excède E_G, et les oscillations à peu près équidistantes qui suivent. Les sommets des oscillations sont observés pour $h\nu$=848 meV, 878 meV, 932 meV, ce qui correspond approximativement à des énergies de création de l'électron multiples de l'énergie du phonon optique $\hbar\omega_{op}$. Par ailleurs la largeur de la dépolarisation en champ magnétique transverse (effet Hanle) est indépendante de $h\nu$.

- Parsons a également étudié la modification de $\mathcal{P}(h\nu)$ en fonction de la concentration en accepteurs de l'échantillon, pour $7.10^{16}cm^{-3} < N_A < 2,5.10^{17}cm^{-3}$ (60). L'allure de $\mathcal{P}(h\nu)$ reste la même mais les oscillations sont moins marquées quand N_A diminue. De plus, la luminescence totale $L_{F+} + L_{F-}$ présente des oscillations d'autant plus marquées que N_A est plus faible.

- La figure 13 représente notre étude de $\mathcal{P}(h\nu)$ à 1,7 K sur l'échantillon C$\left(N_A = 3.10^{16}cm^{-3}\right)$. Le signal de luminescence est observé sur la raie γ, son intensité ne varie pas avec $h\nu$. Pour $h\nu > E_G$, $\varepsilon > \varepsilon^o$ la polarisation est plus faible. La

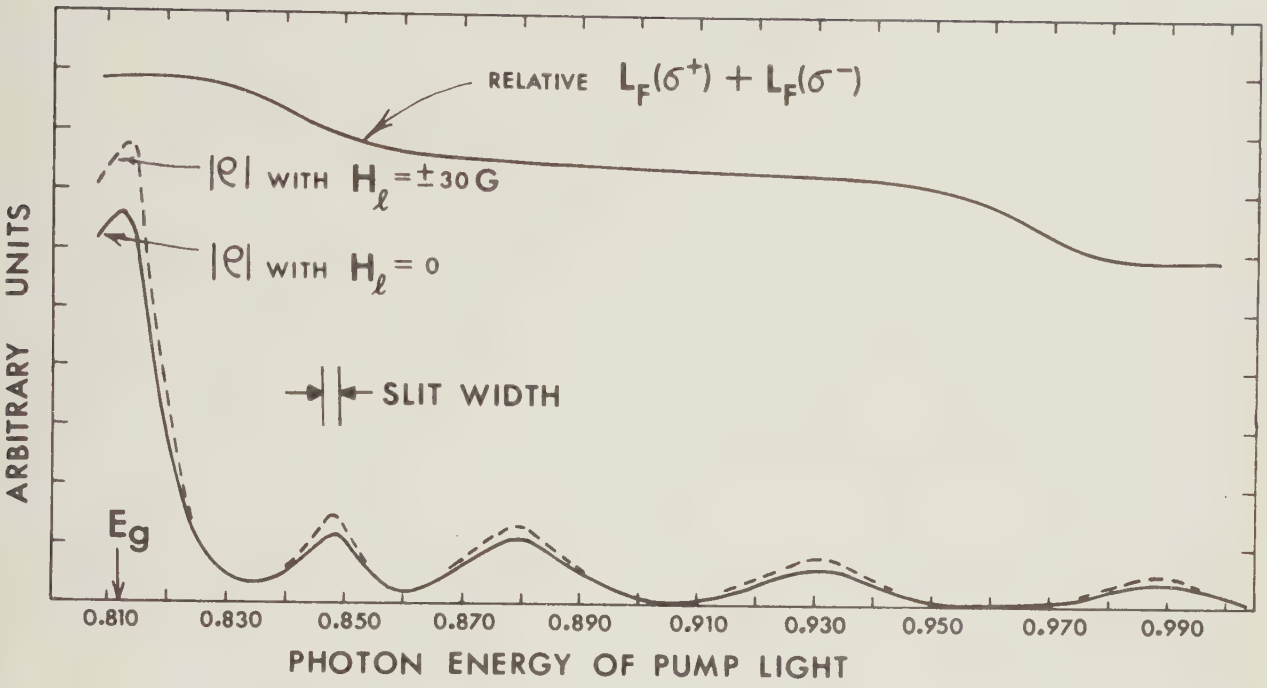


FIGURE 12 : VARIATION DU TAUX DE POLARISATION DE LA LUMINESCENCE EN FONCTION DE L'ENERGIE DE LA LUMIERE EXCITATRICE DANS L'ECHANTILLON A_1 (d'après R.R. PARSONS (36))

La courbe en trait plein est obtenue en l'absence de champ magnétique longitudinal, la courbe en trait pointillé en présence d'un champ longitudinal de ±30 G.

La courbe supérieure montre la très faible variation de l'intensité de la luminescence totale dans les mêmes conditions.

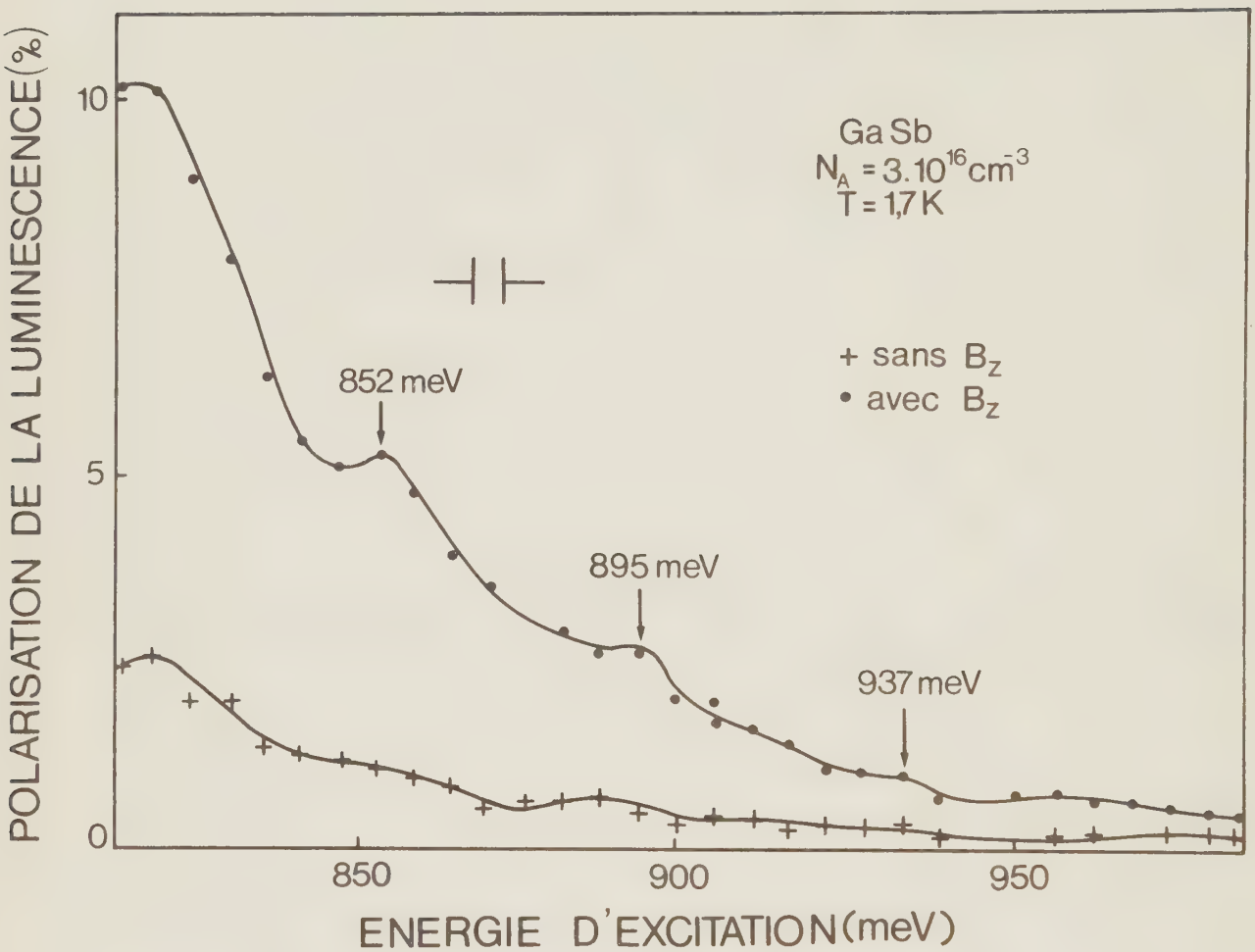


FIGURE 13 : VARIATION DU TAUX DE POLARISATION DE LA LUMINESCENCE EN FONCTION DE L'ENERGIE DE LA LUMIERE EXCITATRICE DANS L'ECHANTILLON C.
Le champ longitudinal B_z vaut 40 G .

décroissance en fonction de $h\nu$ est moins rapide et les oscillations sont moins marquées. La position des pics est légèrement différente : 852 meV, 895 meV, 937 meV. Cette courbe ressemble à celle obtenue par Parsons pour $N_A = 7.10^{16} cm^{-3}$; cependant nous n'avons pas observé d'oscillations de la luminescence totale sur notre échantillon. L'effet Hanle conserve la même largeur quelle que soit l'énergie de la lumière excitatrice.

- Nous avons également observé les oscillations de $\mathcal{P}(h\nu)$ de l'échantillon B_1 compensé au Te, à 1,7K, sur la raie I_1.

- Dans tous les échantillons nous retrouvons les mêmes effets :

  . pas de modification du spectre de luminescence avec $h\nu$.

  . pas de variation de l'intensité totale de la luminescence avec $h\nu$ sauf dans l'échantillon de Parsons pour lequel $N_A \approx 7.10^{16} cm^{-3}$.

  . oscillations de $\mathcal{P}(h\nu)$ présentant des pics assez marqués à 852 meV, 883 meV, 937 meV, énergies pour lesquelles l'électron est créé avec une énergie cinétique multiple de $\hbar\omega_{op}$.

  . décroissance générale de $\mathcal{P}(h\nu)$, plus rapide dans l'échantillon A_1, plus lente dans l'échantillon C.

  . même largeur en champ transverse quelle que soit l'énergie de la lumière excitatrice.

- D'autre part, dans tous les échantillons étudiés en pompage optique, on a vu qu'un champ magnétique longitudinal B_z augmente la polarisation $\mathcal{P}(E_G)$ de la luminescence, lorsque les électrons sont créés en bas de bande, dans un rapport $\frac{\mathcal{P}(E_G, B_z)}{\mathcal{P}(E_G)}$. Lorsque la lumière d'énergie $h\nu$ crée les électrons plus haut dans la bande, on observe le même rapport d'augmentation quel que soit $h\nu$:

$$\frac{\mathcal{P}_{(h\nu,B_z)}}{\mathcal{P}_{(h\nu)}} = \frac{\mathcal{P}_{(E_G,B_z)}}{\mathcal{P}_{(E_G)}} \qquad (II.44)$$

Ceci s'observe sur les figures 12 et 13 mais a été observé sur tous les échantillons étudiés.

Nous allons maintenant rappeler dans quels cas des oscillations de même origine ont été observées dans GaSb, quelles interprétations ont été proposées. Nous ne pourrons interpréter la variation du taux de polarisation avec l'énergie qu'après avoir exposé au paragraphe 2 notre modèle de thermalisation des électrons.

(b) Comparaison avec d'autres résultats expérimentaux

La période des oscillations du taux de polarisation $\mathcal{P}_{(h\nu)}$ de la luminescence dans GaSb est voisine de 40 meV. Des oscillations analogues à celles de $\mathcal{P}_{(h\nu)}$ ont été observées par Habegger et Fan (61) sur la photoconductivité de GaSb, par Uchinokura et Fan (62) et Filion et Fortin (31) sur la photoconductivité en présence de champ magnétique quantifiant. Elles sont alors régulièrement espacées, et attribuées à la relaxation rapide de l'énergie des électrons par émission de phonons optiques*. Uchinokura et Fan mesurent des périodes $\hbar\omega_{op}(1+m^*/m^*_{hh})$ = 33,6 meV et $\hbar\omega_{op}(1+m^*/m^*_{lh})$ = 56 meV, ce qui correspond à une énergie de phonon optique de 28 meV. L'énergie des phonons optiques dans GaSb a été calculée par Spitzer (63) à partir de l'absorption du réseau : il trouve 25 meV pour le phonon optique longitudinal et 27 meV pour le phonon optique transverse.

---

*NOTE : La période des oscillations observées en pompage optique n'est pas exactement celle des oscillations de photoconductivité, et les oscillations ne sont pas aussi régulièrement espacées. Parsons a proposé comme interprétation de ce fait expérimental l'intervention simultanée d'un phonon optique et de phonons acoustiques de bord de zone (36). Il invoque également l'ionisation par choc des accepteurs (60) pour expliquer la position des oscillations obtenues pour $h\nu > 850$ meV.

Dans le cas de la photoconductivité, les oscillations peuvent être attribuées soit à une variation de mobilité, soit à une variation de durée de vie, lorsque $\varepsilon^1 = \hbar\omega_{op}$. Habegger et Fan (61) ont conclu à une variation de mobilité. Filion et Fortin (31) attribuent au contraire les oscillations à un effet d'absorption excitonique associé à une variation de durée de vie.

Dans le cas du pompage optique, $\mathcal{P}$ est sensible à la fois à la durée de vie et au temps de relaxation de spin. Pour pouvoir interpréter les résultats de pompage optique en fonction de l'énergie de la lumière excitatrice nous allons dans ce qui suit développer un modèle de la thermalisation des électrons de conduction.

Nous envisagerons également l'effet d'un champ magnétique transverse durant la thermalisation. Dans le paragraphe 3 nous appliquerons ce modèle à GaSb et pourrons ainsi comparer les temps caractéristiques.

2. Thermalisation et dépolarisation des électrons de conduction

Nous avons analysé dans l'Appendice II la dépolarisation électronique dans un système atomique à deux niveaux excités : ceci éclaire l'étude de la thermalisation et de la dépolarisation dans un semiconducteur, dans lequel les états excités se répartissent dans le continuum de la bande de conduction.

Nous envisageons ici un semiconducteur dans lequel des électrons sont excités à $\varepsilon^1 > k_B T$ du bas de la bande de conduction (T est la température du réseau ou éventuellement la température de la distribution électronique). L'état thermalisé contient les niveaux donneurs si ceux-ci sont peu séparés de la bande de conduction. On observe la polarisation de la lumière émise à partir de l'état thermalisé, qui est proportionnelle à la polarisation des électrons thermalisés.

- Si les électrons ne se recombinent qu'à partir du bas de la bande de conduction, l'intensité totale de la luminescence ne dépend pas de ε^1. Au contraire s'il peut y avoir recombinaison à partir de l'état non thermalisé, l'intensité de la lumière diminue lorsque ε^1 croît.

- Lorsque les électrons sont créés à une énergie supérieure à celle du phonon optique, ils émettent d'abord rapidement le plus grand nombre possible de phonons optiques, ce qui ramène leur énergie à une valeur inférieure à $\hbar\omega_{op}$. Comme le temps nécessaire pour émettre un phonon optique est de l'ordre de 10^{-13}s (61), on peut seulement parler de coefficient de transfert $\theta(\varepsilon^1)$ de polarisation (64), et non de temps de relaxation de spin.

- Lorsque les électrons se trouvent à une énergie inférieure à $\hbar\omega_{op}$, soit dès leur création, soit après émission de phonons optiques, ils se thermalisent vers le bas de la bande de conduction par des processus quasi élastiques : ce peut être l'émission de phonons acoustiques, les collisions sur les trous libres... Dans ces conditions les pertes de polarisation et d'énergie cinétique s'expriment par des équations analogues :

$$\begin{cases} \dfrac{dP}{dt} = -\dfrac{P}{T_1(\varepsilon)} & \text{(II.45)} \\ \dfrac{d\varepsilon}{dt} = -\dfrac{\varepsilon}{\tau_\varepsilon} & \text{(II.46)} \end{cases}$$

$T_1(\varepsilon)$ est le temps de relaxation de spin à l'énergie ε, τ_ε le temps de relaxation de l'énergie.

L'équation de perte de l'énergie n'est valable que si $\varepsilon \gg k_B T$, c'est-à-dire si la probabilité pour un électron de perdre de l'énergie est bien plus grande que celle d'en gagner, par absorption d'un phonon par exemple.

Dans ces hypothèses, la polarisation d'électrons créés à $\varepsilon^1 < \hbar\omega_{op}$, lorsqu'ils sont <u>thermalisés</u> en bas de bande, vaut (29)(59) :

$$P(\varepsilon^1) = P_i \frac{T_{1*}^o}{\tau^o} \exp\left[-\int_{k_B T}^{\varepsilon^1} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \cdot \frac{\tau_\varepsilon}{T_1(\varepsilon)}\right] \qquad \text{(II.47)}$$

τ^o est la durée de vie dans l'état thermalisé,
T_1^o le temps de relaxation de spin dans cet état.

Montrons que pour l'ensemble des électrons créés à ε^1, il est possible de définir une durée de thermalisation unique $\overline{\tau}(\varepsilon^1)$: comme nous avons supposé que la thermalisation se fait par processus quasi élastiques, le nombre p d'étapes nécessaires pour atteindre l'état thermalisé est très grand. Supposons par exemple que la thermalisation se fasse par émission de phonons acoustiques : en écrivant la conservation de l'énergie et du moment du système électron-phonon, on trouve que l'énergie maximale perdue par émission d'un phonon acoustique vaut $\varepsilon^1\left[v_s/v(\varepsilon^1)\right]$ où v_s est la vitesse du son, $v(\varepsilon^1)$ la vitesse de l'électron d'énergie ε^1. Pour un électron créé à 10 meV au-dessus du bas de la bande $v_s/v(\varepsilon^1) = 1/200$ donc p = 200 émissions de phonons acoustiques seront nécessaires pour atteindre la thermalisation. L'écart relatif sur le temps $\overline{\tau}(\varepsilon^1)$ de thermalisation est de l'ordre de $1/\sqrt{p}$, faible, ce qui nous permet de définir :

$$\overline{\tau}(\varepsilon^1) = \int_{k_B T}^{\varepsilon^1} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon}\, \tau_\varepsilon \qquad \text{(II.48)}$$

commun à tous les électrons créés à ε^1.

On définit aussi un temps de relaxation de spin moyen $\overline{T_1}(\varepsilon^1)$ par :

$$\int_{k_B T}^{\varepsilon^1} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon}\, \frac{\tau_\varepsilon}{T_1(\varepsilon)} = \frac{\overline{\tau}(\varepsilon^1)}{\overline{T_1}(\varepsilon^1)} \qquad \text{(II.49)}$$

et la polarisation des électrons après thermalisation s'écrit :

$$P(\varepsilon^1) = P_i\, \frac{T_{1*}^o}{\tau^o} \exp\left[-\frac{\overline{\tau}(\varepsilon^1)}{\overline{T_1}(\varepsilon^1)}\right] \qquad \text{(II.50)}$$

$$= P(\varepsilon^o)\, \exp\left[-\frac{\overline{\tau}(\varepsilon^1)}{\overline{T_1}(\varepsilon^1)}\right]$$

où $P(\varepsilon^o)$ est la polarisation des électrons quand ils sont créés en bas de bande.

- Si on applique un champ transverse B_x, les spins des électrons précessent autour de B_x pendant tout le temps de leur existence dans la bande de conduction. On observe leur polarisation à partir de la polarisation de la luminescence c'est-à-dire dans l'état thermalisé ; cette polarisation dépend de toute l'histoire de l'électron dans la bande de conduction.

Pour un électron excité à ε^1 et thermalisé en un temps $\bar{\tau}(\varepsilon^1)$, la polarisation en régime permanent au bas de la bande de conduction vaut :

$$P(\varepsilon^1,\omega_x) = P(\varepsilon^1)\frac{\cos \omega_x\bar{\tau}(\varepsilon^1) - \omega_x T^o_{1*} \sin \omega_x\bar{\tau}(\varepsilon^1)}{1 + (\omega_x T^o_{1*})^2} \qquad (II.51)$$

La figure 14 visualise ce résultat :

Soit $\vec{M_i}$ le vecteur aimantation initial juste après sa création par de la lumière σ_+. En l'absence de champ transverse l'aimantation au moment où l'électron atteint l'état thermalisé vaut $\vec{M}^1(0) = \exp -\left[\bar{\tau}(\varepsilon^1)/\bar{T}(\varepsilon^1)\right].\vec{M_i}$, et l'aimantation observée par l'intermédiaire de la polarisation de la luminescence $\vec{M}^o(\omega_x=0) = (T^o_{1*}/\tau^o)\vec{M}^1(0)$. Lorsqu'on applique un champ transverse, pendant la thermalisation l'aimantation tourne d'un angle $\omega_x\bar{\tau}(\varepsilon^1)$, éventuellement supérieur à $\frac{\pi}{2}$, par rapport à la direction de création de $\vec{M_i}$: $\vec{M}^1(\omega_x)$ se déduit de $\vec{M}^1(0)$ par cette rotation. Dans l'état thermalisé, le champ transverse produit une rotation supplémentaire de $\phi = \text{Arctg}(\omega_x T^o_{1*})$ et une atténuation d'un facteur $\left[1 + (\omega_x T^o_{1*})^2\right]^{-1/2}$. Au total l'aimantation en régime permanent dans l'état thermalisé forme un angle $\left[\omega_x\bar{\tau}(\varepsilon^1) + \phi\right]$ avec la direction de création de l'aimantation, et la polarisation s'annule et devient négative lorsque ω_x croît.

- En résumé il intervient plusieurs effets dans l'établissement de la polarisation en régime permanent : la relaxation en champ nul pendant la thermalisation réduit la polarisation par le facteur $\exp-\left[\bar{\tau}(\varepsilon^1)/\bar{T}(\varepsilon^1)\right]$, la relaxation dans l'état thermalisé intervient par T^o_{1*}/τ^o, la précession pendant la thermalisation s'exprime par l'angle $\omega_x\bar{\tau}(\varepsilon^1)$, la

SANS CHAMP MAGNETIQUE TRANSVERSE

AVEC UN CHAMP MAGNETIQUE TRANSVERSE

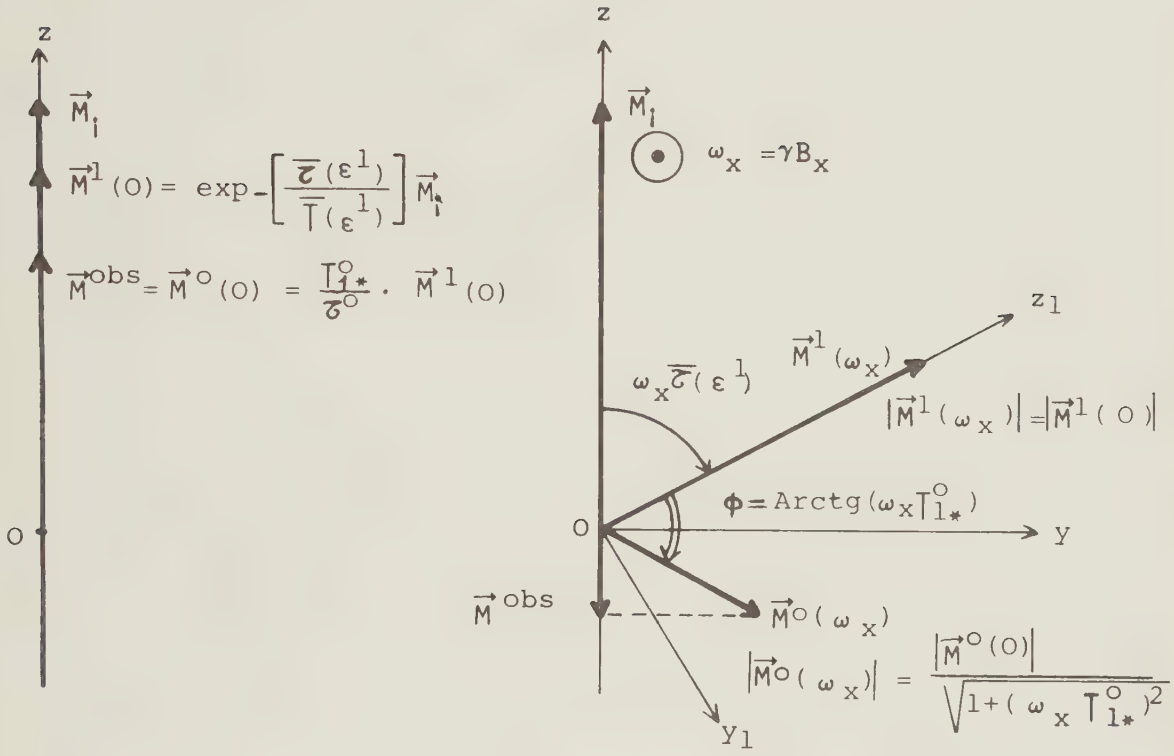


FIGURE 14 : EFFET D'UN CHAMP MAGNETIQUE TRANSVERSE SUR LA THERMALISATION DES ELECTRONS DE CONDUCTION

précession et la relaxation dans l'état thermalisé sont associées à $\omega_x T_{1*}^{o}$. Cette variation de $P(\varepsilon^1,\omega_x)$ devrait se traduire :

. à faibles champs, pour $\omega_x \tilde{\tau}(\varepsilon^1) \lesssim 1$, par un rétrécissement de la courbe $P(\varepsilon^1,\omega_x)$ en fonction du champ transverse par rapport à la lorentzienne de demi-largeur $\Delta\omega_x = 1/T_{1*}^{o}$ qu'on observerait si les électrons étaient directement créés en bas de bande.

. à plus fort champ par un changement de signe de la polarisation électronique.

Nous allons maintenant confronter notre modèle de dépolarisation avec les résultats expérimentaux déjà exposés et montrer que nous pouvons expliquer les résultats obtenus en pompage optique sur GaSb.

3. Comparaison avec nos expériences

Le modèle ci-dessus montre que les effets de thermalisation et de perte de polarisation qui se traduisent dans le rapport $\mathcal{P}(h\nu)/\mathcal{P}(E_G)$ interviennent simultanément : on ne pourra séparer l'effet du temps de relaxation de spin de celui de la relaxation de l'énergie que si l'on connaît la variation en fonction de l'énergie de l'un de ces deux phénomènes : en effet :

$$\frac{\mathcal{P}(h\nu)}{\mathcal{P}(E_G)} = \frac{P(\varepsilon^1)}{P(\varepsilon^o)} = \exp\left[-\int_{k_BT}^{\varepsilon^1} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon}\,\frac{\tau_\varepsilon}{T_1(\varepsilon)}\right] \qquad \text{(II.52)}$$

puisque la polarisation de la luminescence $\mathcal{P}(h\nu)$ et la polarisation électronique $P(\varepsilon^1)$ sont proportionnelles.

a) Nous avons vu (§III) qu'un champ longitudinal B_z a un effet sur la polarisation des électrons créés en bas de la bande de conduction : leur temps de relaxation de spin est constitué de deux termes dont l'un, $T_1^d(B_z)$, associé à la dépolarisation dans l'état piégé, dépend du champ longitudinal ; l'autre terme T_1^o, correspondant à la dépolarisation dans l'état libre dans la bande de conduction, ne varie pas avec un champ B_z de quelques centaines de gauss. Il est

normal que $T_1(\varepsilon)$ et la dépolarisation pendant la thermalisation (éq.II.52) n'en dépendent pas non plus. Ceci implique que $P(\varepsilon^1)$ et $P(\varepsilon^0)$ doivent subir le même accroissement relatif dans un champ longitudinal donné, quelle que soit l'énergie ε^1 de création de l'électron. C'est ce qui a été effectivement observé, aussi bien sur l'échantillon A_1 de Parsons que sur nos échantillons. Les courbes $\mathcal{P}(h\nu)$ observées avec et sans champ magnétique longitudinal renfermant les mêmes informations sur la thermalisation dans la bande de conduction, nous utiliserons plus volontiers celles obtenues en présence de champ longitudinal car les signaux de pompage optique y sont plus grands.

b) Nous constatons expérimentalement que les courbes de dépolarisation en champ magnétique transverse conservent la même forme quelle que soit l'énergie cinétique ε^1 de l'électron photocréé. Ceci montre qu'aux énergies ε^1 et aux champs magnétiques pour lesquels la forme devrait être modifiée, $(\omega_x\overline{\tau}(\varepsilon^1) \approx 1)$, la polarisation $\mathcal{P}(h\nu)$ est devenue très faible

$$\left(\overline{\tau}(\varepsilon^1)/\overline{T_1}(\varepsilon^1) \gtrsim 1 \ , \ \omega_x T_{1*}^{o} > 1\right)$$

et l'on ne détecte plus de signal de pompage optique. Pour observer une variation non lorentzienne de la polarisation $\mathcal{P}(h\nu)$ en champ magnétique transverse, il faudrait disposer d'une source lumineuse plus intense (laser accordable) à $h\nu > E_G$. Ceci permettrait d'observer encore un signal de pompage optique à une énergie pour laquelle $\omega_x\overline{\tau}(\varepsilon^1)$ est assez grand.

c) Notre modèle de thermalisation permet de tirer parti des courbes expérimentales $\mathcal{P}(h\nu)$ pour obtenir la valeur et la variation du rapport $\tau_\varepsilon/T_1(\varepsilon)$ du temps de relaxation de l'énergie au temps de relaxation de spin, en fonction de l'énergie de l'électron de conduction. A partir de ces données, nous proposons un mode de relaxation du spin et de l'énergie dans GaSb.

- Dans le dépouillement des courbes $\mathcal{P}(h\nu)$ nous nous intéresserons d'une part au cas où l'électron est créé à une

énergie supérieure à $\hbar\omega_{op}$, d'autre part au cas où l'énergie de création ε^1 est inférieure à $\hbar\omega_{op}$.

. Lorsque les électrons sont créés à ε^1 supérieure à $\hbar\omega_{op}$, ils perdent d'abord de l'énergie en émettant des phonons optiques. Les oscillations observées montrent que le coefficient de transfert $\theta(\varepsilon^1)$ dépend des échantillons, ce qui n'est pas expliqué.

. Lorsque ε^1 est inférieur à $\hbar\omega_{op}$, d'après le modèle précédent la décroissance de $\mathcal{P}(h\nu)$ dans GaSb permet le tracé de la courbe $\overline{\tau}(\varepsilon^1)/\overline{T_1}(\varepsilon^1)$. En effet :

$$\frac{\overline{\tau}(\varepsilon^1)}{\overline{T_1}(\varepsilon^1)} = \mathrm{Log}\left[\frac{\mathcal{P}(E_G)}{\mathcal{P}(h\nu)}\right] \qquad \text{(II.53)}$$

A cause de la définition de $\frac{\overline{\tau}(\varepsilon^1)}{\overline{T_1}(\varepsilon^1)}$,

$$\frac{\overline{\tau}(\varepsilon^1)}{\overline{T_1}(\varepsilon^1)} = \int_{k_BT}^{\varepsilon^1} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \frac{\tau_\varepsilon}{T_1(\varepsilon)} \qquad \text{(II.54)}$$

on en tire par dérivation une valeur expérimentale du rapport $\tau_{\varepsilon 1}/T_1(\varepsilon^1)$

$$\frac{\tau_{\varepsilon^1}}{T_1(\varepsilon^1)} = \varepsilon^1 \frac{d}{d\varepsilon^1}\left[\frac{\overline{\tau}(\varepsilon^1)}{\overline{T_1}(\varepsilon^1)}\right] \qquad \text{(II.55)}$$

La variation de $\tau_\varepsilon/T_1(\varepsilon)$ en fonction de l'énergie cinétique de l'électron dans les échantillons A_1 et C, pour un électron créé en-dessous du phonon optique, est représentée sur la figure 15. On remarque que, dès que l'énergie d'excitation diffère de quelques meV de E_G, $\tau_\varepsilon/T_1(\varepsilon)$ croît avec ε jusqu'à ce que ε approche $\hbar\omega_{op}$ et que la courbe $\mathcal{P}(h\nu)$ soit déformée par l'oscillation.

En portant $\tau_\varepsilon/T_1(\varepsilon)$ sur une échelle logarithmique, (Fig.16) on déduit que pour ε petit cette quantité varie comme ε^α avec $\alpha \approx 1{,}5$ dans les deux échantillons. D'autre part, la valeur de $\tau_\varepsilon/T_1(\varepsilon)$ est environ neuf fois plus grande dans l'échantillon A_1 que dans l'échantillon C.

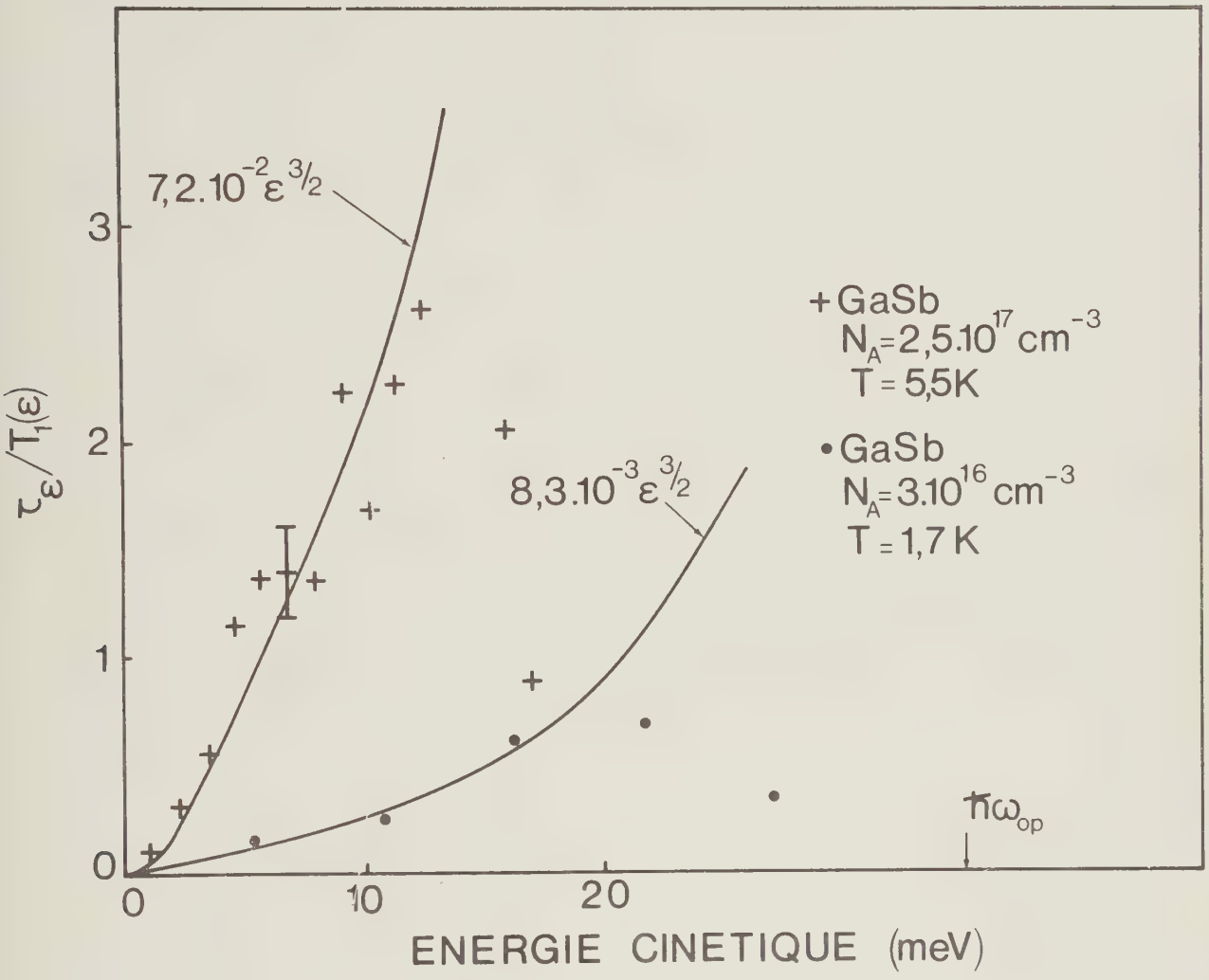


FIGURE 15 : VARIATION DU RAPPORT $\tau_\varepsilon/T_1(\varepsilon)$ DEDUIT DES FIGURES 12 (échantillon A_1) ET 13 (échantillon C) EN FONCTION DE L'ENERGIE CINETIQUE DE L'ELECTRON PHOTOCREE.

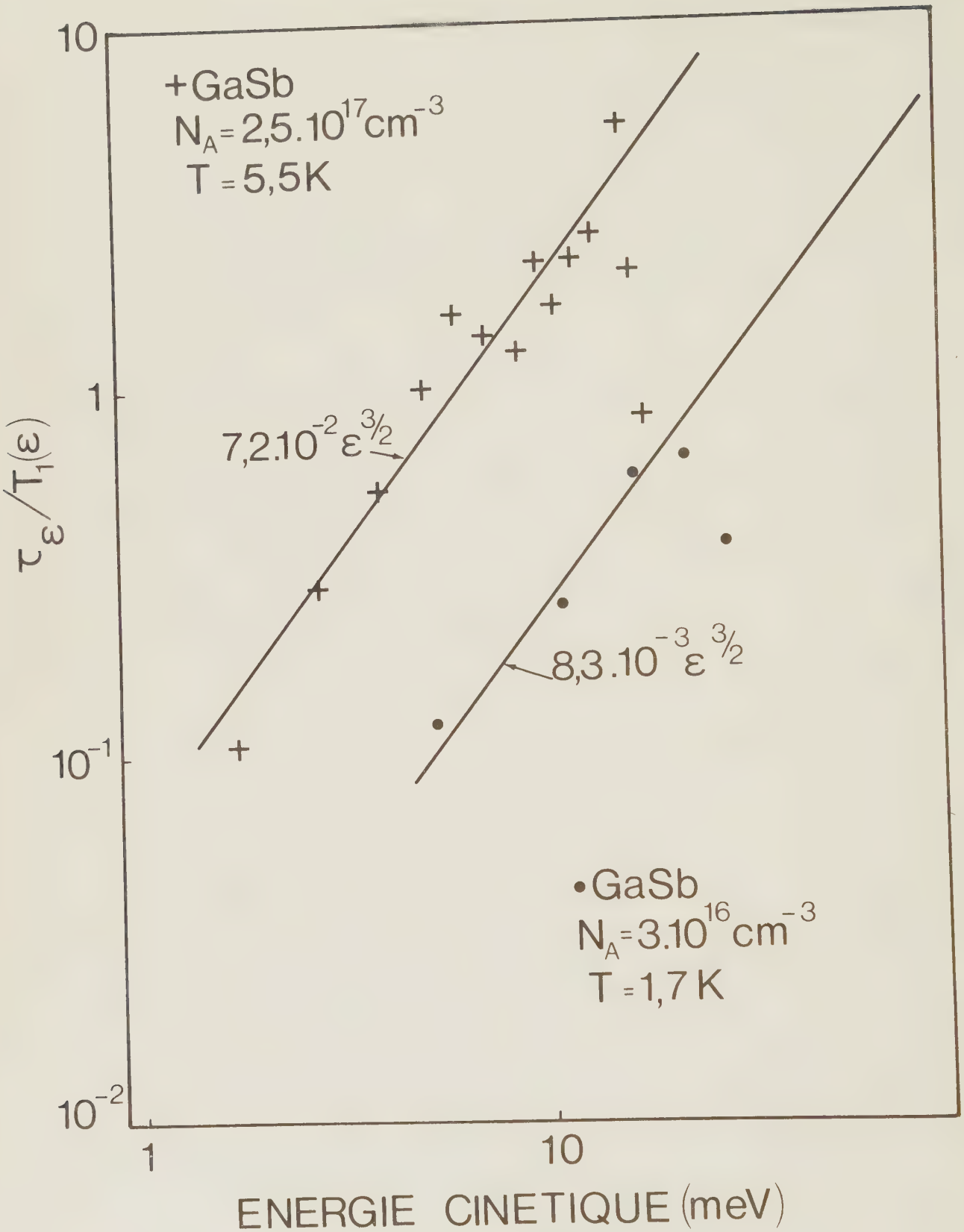


FIGURE 16 : VARIATION DU RAPPORT $\tau_\varepsilon / T_1(\varepsilon)$ DEDUIT DES FIGURES 12 (échantillon A_1) ET 13 (échantillon C) EN FONCTION DE L'ENERGIE CINETIQUE DE L'ELECTRON PHOTOCREE.

- Au chapitre précédent nous avions proposé deux mécanismes de T_1. Nous allons voir si ces résultats expérimentaux permettent de distinguer lequel est responsable de la relaxation du spin des électrons de conduction. Pour cela il nous faut d'abord faire une hypothèse sur les mécanismes de relaxation de l'énergie et de la quantité de mouvement :

Pour interpréter les oscillations de luminescence totale $L_{F+} + L_{F-}$ qui apparaissent dans ses échantillons les moins concentrés en accepteurs (mais non dans notre échantillon C), Parsons (60) suppose que l'énergie est relaxée, pour $\varepsilon^1 < \hbar\omega_{op}$, c'est-à-dire aussi pour ε^1 inférieur à l'énergie d'ionisation de l'accepteur, par collisions inélastiques sur les accepteurs. Il estime le temps de relaxation de l'énergie à 10^{-11}s. Cependant ce mécanisme de relaxation de l'énergie n'est pas clair, et cette interprétation n'explique pas la modification des courbes $\mathcal{P}(h\nu)$ selon la concentration en accepteurs. Nous supposerons que ce sont les phonons acoustiques qui sont responsables de la relaxation de l'énergie : dans GaSb on calcule (61)

$$\tau_\varepsilon \approx 6.10^{-8}\ \varepsilon^{-1/2}\ \text{s}$$

si ε est en meV.

- La relaxation de spin des électrons de conduction, qu'elle soit de type Elliott Yafet ou Dyakonov Perel, est liée à la relaxation de la quantité de mouvement [éq.(II.27) et (II.30)]. Comme au paragraphe II.5, nous supposerons que le temps de relaxation de la quantité de mouvement τ_p est déterminé par les collisions sur les accepteurs neutres. τ_p dépend peu de l'énergie ε (45) et nous le prendrons indépendant de ε ; il est inversement proportionnel à la concentration N_A en accepteurs neutres.

. dans le mécanisme de Dyakonov,

$$\left[T_1(\varepsilon)\right]^{-1} \approx 9.10^{18}\varepsilon^3\tau_p$$

donc $T_1(\varepsilon)$ varie à peu près comme $\varepsilon^{-3}N_A$ et $\tau_\varepsilon/T_1(\varepsilon)$ comme $\varepsilon^{5/2}(N_A)^{-1}$.

. dans le mécanisme de Yafet ,

$$\left[T_1(\varepsilon)\right]^{-1} = 8{,}3.10^{-8}\varepsilon^2\tau_p^{-1}$$

d'où une variation de $T_1(\varepsilon)$ en $\varepsilon^{-2}N_A^{-1}$, et de $\tau_\varepsilon/T_1(\varepsilon)$ en $\varepsilon^{3/2}N_A$.

Ce dernier mécanisme correspond qualitativement à nos expériences puisque dans l'échantillon A_1 qui contient dix fois plus d'accepteurs, le rapport est neuf fois plus grand, et nous avons trouvé une loi en $\varepsilon^{3/2}$. Pour $N_A = 3.10^{17}$ accepteurs/cm^3, nous calculons un rapport $\tau_\varepsilon/T_1(\varepsilon)$ de $2.10^{-2}\ \varepsilon^{3/2}$ alors que nous trouvons expérimentalement $7.10^{-2}\ \varepsilon^{3/2}$.

Si nous revenons sur les expressions de $1/T_1$ en fonction de l'énergie cinétique de l'électron ε, nous trouvons que le mécanisme Dyakonov Perel devient d'autant plus efficace que l'énergie cinétique de l'électron est plus grande, puisqu'il varie en ε^3 alors que le mécanisme Elliott Yafet ne varie qu'en ε^2. Comme nous n'observons toujours qu'un mécanisme Elliott Yafet, il faut que pour les ε réalisés, $\varepsilon \leqslant 20$ meV, on ait toujours $1/T_1(\text{D.P.}) < 1/T_1(\text{E.Y.})$,

$$\text{soit} \quad 9.10^{18}\varepsilon^3\tau_p < 8{,}3.10^{-8}\varepsilon^2/\tau_p$$

$$\tau_p^2 < 9{,}2.10^{-27}/\varepsilon$$

Pour $\varepsilon = 20$ meV, ceci donne une borne supérieure de 2.10^{-14}s pour τ_p. Cette valeur est inférieure d'un ordre de grandeur à la valeur prévue dans le cas de collisions sur les accepteurs neutres. Cependant les coefficients numériques qui interviennent dans les deux mécanismes ne sont pas connus avec une grande précision, aussi peut-on considérer l'ordre de grandeur trouvé pour τ_p comme plausible.

L'incertitude sur la valeur du temps de collision τ_p explique pourquoi l'étude précédente de la variation de T_1^o en fonction de la température ne peut aboutir à des conclusions très nettes sur le mode de relaxation du spin. En revanche, compte tenu de l'absence de renseignements précis sur les propriétés de transport, on obtient un accord tout à fait satisfaisant entre les résultats expéri-

mentaux obtenus en fonction de l'énergie d'excitation de l'électron, et les valeurs calculées, en supposant que :

. les collisions se font sur les accepteurs neutres
. la relaxation de spin est du type Elliott Yafet
. l'énergie est relaxée par les phonons acoustiques.

En conclusion, dans ce chapitre nous avons analysé la relaxation de spin des électrons polarisés par pompage optique dans GaSb de type p, en l'absence de polarisation nucléaire. La polarisation électronique fait intervenir à la fois les électrons de conduction et les électrons piégés sur les donneurs, chacun de ces deux états se traduisant par une composante du temps de relaxation des spins électroniques. La relaxation du spin des électrons piégés est due à la fluctuation de l'interaction hyperfine de contact avec les noyaux du cristal. Il en résulte un temps de relaxation du spin des électrons piégés de la dizaine de ns. Les électrons de conduction voient leur polarisation relaxée par un mécanisme de type Elliott Yafet , le temps de relaxation de spin étant proportionnel au temps de collision sur les accepteurs neutres et à l'inverse du carré de l'énergie de l'électron. Nous obtenons un accord quantitatif entre les valeurs théoriques des temps de relaxation de spin et les résultats expérimentaux, qui est confirmé par l'étude de la variation du taux de polarisation en fonction de l'énergie de création. Nous montrons alors que ce sont les phonons acoustiques qui relaxent l'énergie des électrons.

A P P E N D I C E I

EFFET D'UNE REPARTITION DE CHAMPS STATIQUES SUR LA POLARISATION ELECTRONIQUE

- Nous estimons l'effet d'un champ longitudinal sur un ensemble de spins soumis à des champs statiques : supposons que pendant toute son existence hors de la bande de valence, un électron, d'aimantation $\vec{m_j}(t)$ à l'instant t, reste dans une région donnée de l'échantillon où existe un champ $\vec{B_j}$, la direction et l'intensité de $\vec{B_j}$ variant selon la région. Nous supposons également la période de précession de $\vec{m_j}(t)$ autour de $\vec{B_j}$ courte devant la durée de vie. La valeur en régime permanent de cette aimantation élémentaire est portée par $\vec{B_j}$, et a pour valeur :

$$\left(\vec{m_j}(t=0) \cdot \vec{B_j}\right) \frac{\vec{B_j}}{B_j^2} \qquad (A.1.1)$$

$\vec{m_j}(t=0)$, aimantation créée à l'instant initial par le pompage optique, étant parallèle à Oz. La polarisation de la luminescence permet l'observation de la composante en régime permanent de l'aimantation dans cette même direction, soit :

$$\sum_j \frac{B_{jz}^2}{B_j^2} \vec{m_j}(t=0) \qquad (A.1.2)$$

Si les champs $\vec{B_j}$ sont complètement aléatoires, leur effet est donc de réduire l'aimantation d'un facteur 3.

Si maintenant nous appliquons un champ $\vec{B_z}$ parallèle à l'aimantation initiale, $\vec{m_j}(t)$ précesse autour de $\vec{B_z} + \vec{B_j}$, qui pour $\vec{B_z}$ bien plus grand que $\vec{B_j}$ est pratiquement confondu avec $\vec{B_z}$. Alors la valeur en régime permanent de $\vec{m_j}(t)$ est voisine de :

$$\left(\vec{m_j}(t=0) \cdot \vec{B_z}\right) \cdot \frac{\vec{B_z}}{B_z^2} \qquad (A.1.3)$$

$$= \vec{m_j}(t=0) \qquad (A.1.4)$$

et l'aimantation totale observée $\vec{M}$ tend vers :

$$\sum_j \vec{m_j}(t=0) \qquad (A.1.5)$$

- S'il existe un autre mécanisme de relaxation qui subsiste en champ magnétique B_z intense, et que l'on peut décrire par un temps de relaxation T_1^o, les aimantations sont réduites dans le rapport $\frac{T_{1*}^o}{\tau}$: l'aimantation en régime permanent en champ B_z nul vaut

$$\vec{M} = \frac{T_{1*}^o}{\tau} \sum_j \frac{B_{jz}^2}{B_j^2} \vec{m_j}(t=0) \qquad (A.1.6)$$

Elle tend, pour B_z grand, vers

$$\frac{T_{1*}^o}{\tau} \sum_j \vec{m_j}(t=0) \qquad (A.1.7)$$

- Dans ce modèle élémentaire, qui combine la perte de polarisation due à l'inhomogénéité des champs $\vec{B_j}$ et une autre cause de relaxation, associée à T_{1*}^o, nous avons calculé l'influence des champs $\vec{B_j}$: nous supposons leur répartition isotrope dans l'espace et leur module compris entre 0 et $\mathcal{B}$, toutes les valeurs de l'intervalle $(0,\mathcal{B})$ étant également probables. Le choix d'une autre répartition isotrope ne change pas qualitativement les résultats obtenus.

En champ longitudinal nul, pour une telle répartition, $\mathcal{P}(0)$ vaut :

$$\mathcal{P}(0) = 0{,}25 \frac{T_{1*}^o}{\tau} \left[\frac{1}{3} + \frac{2}{3} \frac{\text{Arc tg}(\gamma\mathcal{B}T_{1*}^o)}{\gamma\mathcal{B}T_{1*}^o} \right] \qquad (A.1.8)$$

Pour B_z différent de zéro, la variation de $\mathcal{P}(B_z)$ calculée numériquement est indiquée sur la figure 17.

Comme nous l'avons remarqué, dans ce modèle la polarisation $\mathcal{P}(0)$ est au plus triplée par application de B_z. Or expérimentalement nous avons obtenu un accroissement dans un rapport 3,9 dans l'échantillon C.

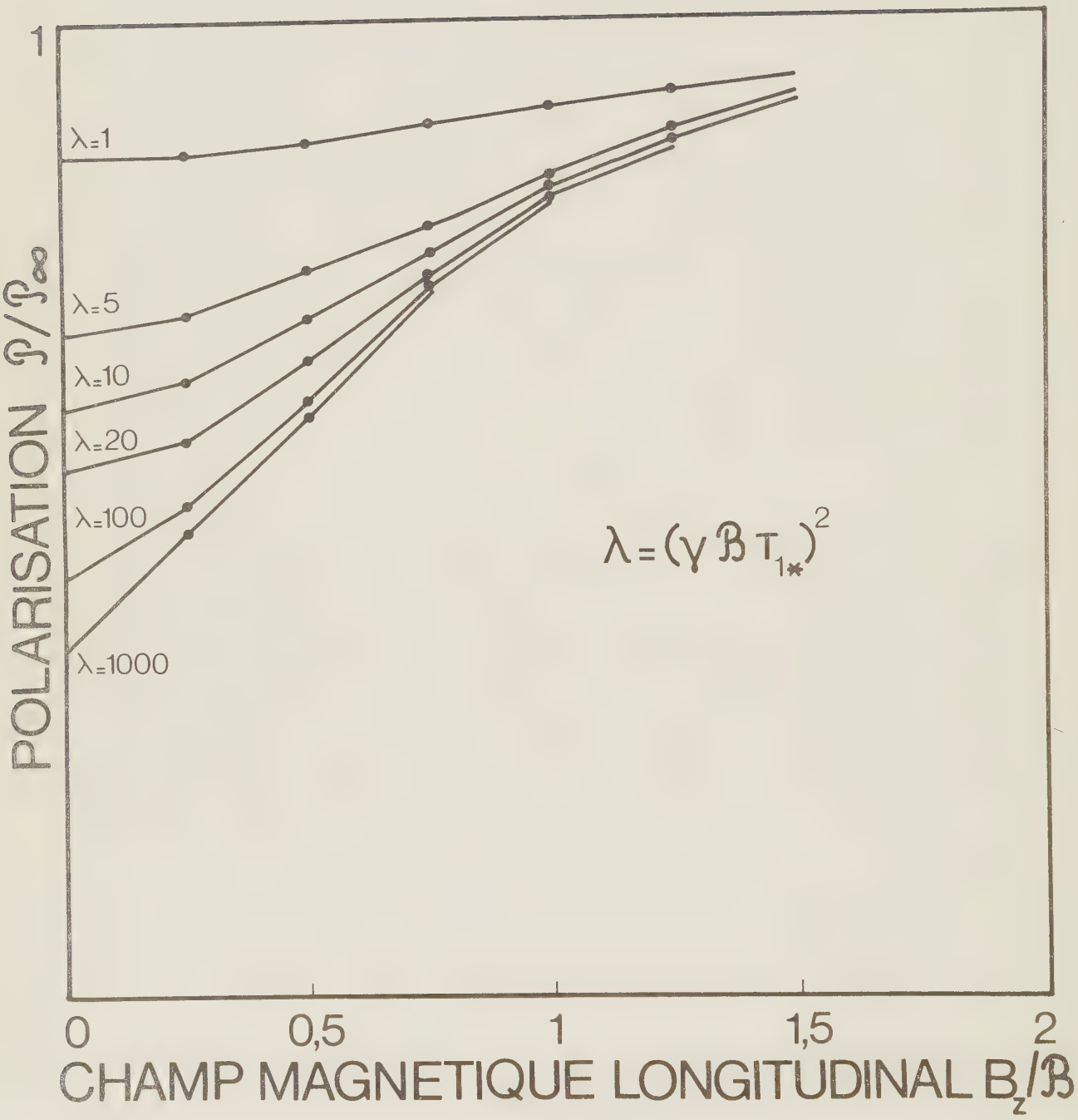


FIGURE 17 : ACCROISSEMENT RELATIF DE LA POLARISATION $\mathcal{P}$ DE LA LUMINESCENCE EN FONCTION D'UN CHAMP MAGNETIQUE LONGITUDINAL APPLIQUE, DANS UN MODELE DE REPARTITION DE CHAMPS STATIQUES.

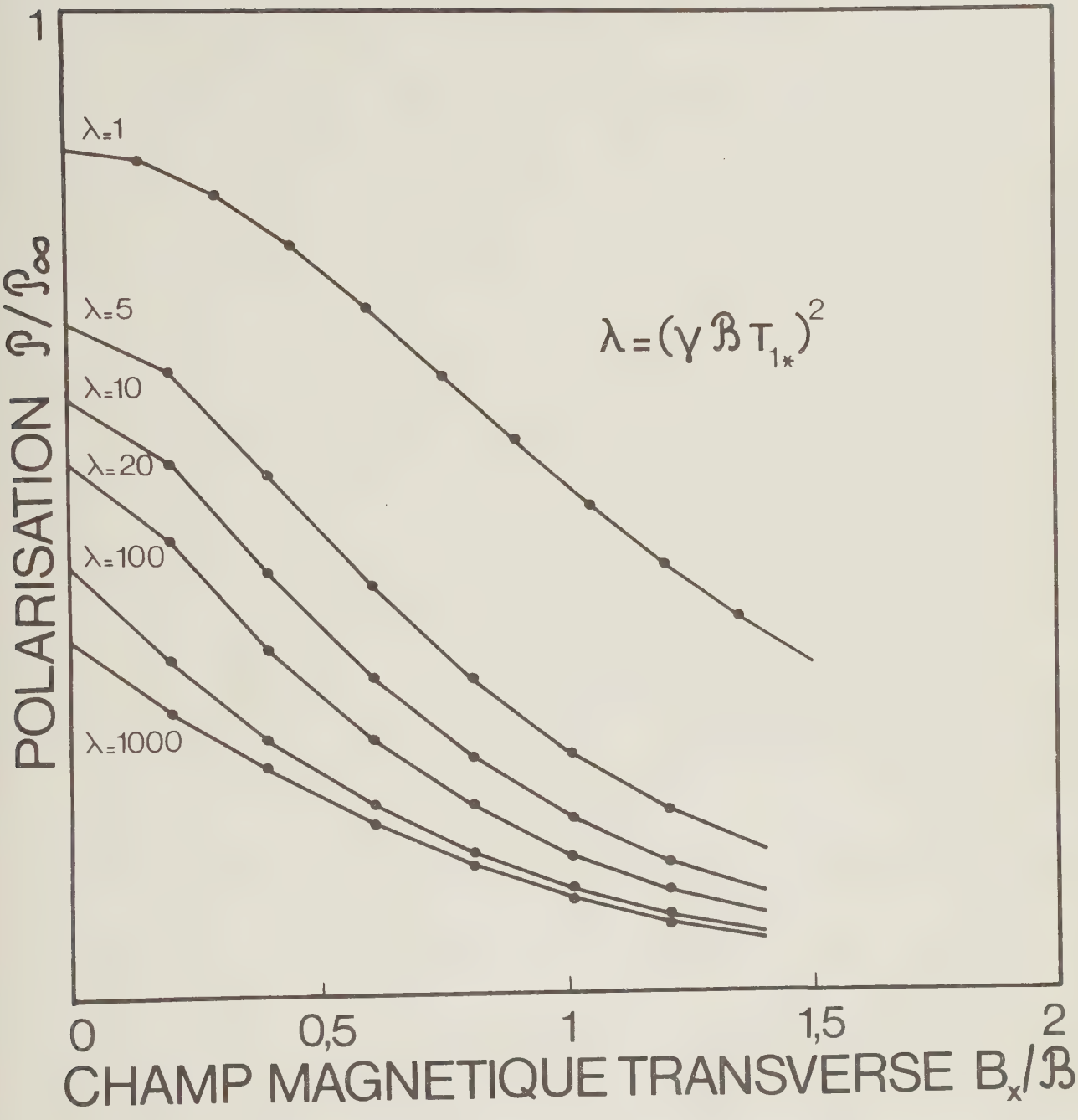


FIGURE 18 : DECROISSANCE RELATIVE DE LA POLARISATION ℘ DE LA LUMINESCENCE EN FONCTION D'UN CHAMP MAGNETIQUE TRANSVERSE APPLIQUE, DANS UN MODELE DE REPARTITION DE CHAMPS STATIQUES.

- D'autre part, la largeur à mi-hauteur ΔB_z de l'augmentation de $\mathcal{P}$ calculée est de l'ordre de $\mathcal{B}$. Dans les mêmes hypothèses, nous avons calculé la largeur Hanle ΔB_x (Fig.18) et comparé les largeurs ΔB_x et ΔB_z pour différentes valeurs du paramètre $\gamma \mathcal{B} T_{1*}^{o}$. Nous trouvons que ΔB_x et ΔB_z restent voisins ; lorsque $\gamma \mathcal{B} T_{1*}^{o}$ croît, ΔB_x et ΔB_z diminuent simultanément. Par conséquent, lorsque la température varie, les variations de ΔB_x et ΔB_z doivent se faire dans le même sens. Or expérimentalement nous trouvons que, dans les échantillons A et C, ΔB_z augmente avec la température alors que ΔB_x passe par un minimum vers 6 K.

- Ce modèle élémentaire n'explique bien ni l'accroissement du taux de polarisation avec B_z, ni les variations de ΔB_x et ΔB_z avec la température. Au début du calcul, nous avons fait l'hypothèse a priori restrictive qu'un électron donné subit pendant sa durée de vie l'effet d'un seul champ statique, tel que la période de précession soit très courte devant la durée de vie. Nous allons voir que si nous prenons des hypothèses différentes nous n'obtenons pas un meilleur accord avec l'expérience :

. si la période de précession est longue devant la durée de vie, en champ magnétique nul la perte d'aimantation due aux champs fluctuants sera plus faible. Le rapport d'augmentation de l'aimantation avec B_z sera inférieur à 3, ce qui est contraire à l'expérience.

. il est possible d'imaginer une situation intermédiaire où pendant leur durée de vie certains électrons auront pu précesser dans plusieurs champs B_j : il en résultera une perte de polarisation plus importante en champ extérieur nul, donc un rapport $\frac{\mathcal{P}_\infty}{\mathcal{P}(0)}$ supérieur à 3. Néanmoins les largeurs ΔB_x et ΔB_z resteront comparables.

Ce modèle de répartition de champs statiques n'explique pas l'ensemble des résultats de pompage optique dans GaSb, qui s'interprètent au contraire de façon satisfaisante par un temps de relaxation de spin dépendant du champ longitudinal B_z.

A P P E N D I C E I I

THERMALISATION ET DEPOLARISATION DANS UN SYSTEME ATOMIQUE

Prenons un modèle atomique simple (Fig.19) à un état fondamental (f) et deux états excités (O) et (1) de durées de vie globales τ^O et τ^1 et de temps de relaxation de spin T_1^O et T_1^1 : les électrons sont photoexcités par une lumière polarisée circulaire de (f) à (1). Ils peuvent se recombiner soit directement à partir du niveau (1), avec une probabilité $1/\tau^f$, soit par l'intermédiaire du niveau (O). On observe la luminescence issue de la transition de (O) vers (f), son intensité est proportionnelle à la population n^O en régime permanent du niveau O.

. Si toute la recombinaison radiative ou non, se fait à partir de (O), $n^O = g\tau^O$ (A.2.1)
où g est le taux de création dans le niveau (1) (alors $1/\tau^f = 0$).

. Au contraire si des électrons peuvent se recombiner directement depuis le niveau (1), n^O est réduit :

$$n^O = g\tau^O\left(1 - \frac{\tau^1}{\tau^f}\right) \qquad (A.2.2)$$

(le temps de vie global τ^1 du niveau (1) est inférieur au

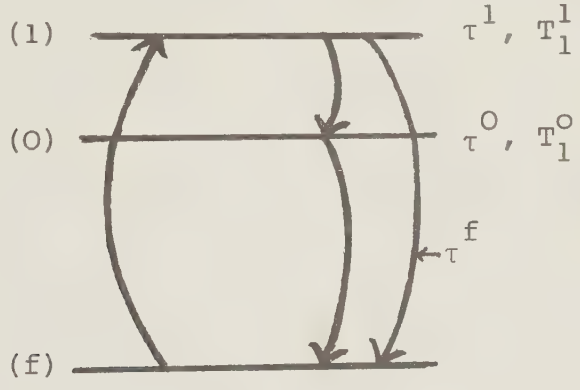


FIGURE 19

temps de vie τ^f de la transition de (1) vers (f)).

- Pour trouver l'expression de la polarisation en régime permanent dans le niveau (O), que l'on mesurera à partir de la polarisation de la luminescence, on doit définir un coefficient de transfert θ (64) de la polarisation entre le niveau (1) et le niveau (O). La polarisation du niveau (O) est notée $P(\varepsilon^1)$ car les électrons sont créés en (1), elle vaut :

$$P(\varepsilon^1) = P_i \cdot \theta \frac{T^O_{1*}}{\tau^O} \cdot \frac{T^1_{1*}}{\tau^1} \qquad (A.2.3)$$

Cette expression est valable aussi bien lorsque τ^f est fini (possibilité de recombinaison directe à partir de (1)) qu'infini (toute la recombinaison se faisant depuis (O)).

. Si le passage des électrons de (1) à (O) se fait sans perte de polarisation, $\theta = 1$.

. Si les électrons restent sur (1) pendant un temps très court, il n'intervient que le coefficient de transfert θ. S'ils atteignent tous (O), $P(\varepsilon^1)$ s'écrira :

$$P(\varepsilon^1) = P_i \cdot \theta \cdot \frac{T^O_{1*}}{\tau^O}$$

où $\theta \neq 1$ s'il y a dépolarisation pendant la transition rapide de (1) vers (O).

- On tient compte de l'effet d'un champ transverse $B_x = \frac{\omega_x}{\gamma}$ sur ce système en remplaçant (65) :

$$\frac{1}{T^j_{1*}} = \frac{1}{T^j_1} + \frac{1}{\tau^j} \quad (j=O,1) \quad \text{par} \quad \frac{1}{T^j_{1*}} - i\omega_x .$$

La polarisation du niveau (O) devient :

$$P(\varepsilon^1,\omega_x) = P_i \frac{T^O_{1*}}{\tau^O} \cdot \frac{T^1_{1*}}{\tau^1} \cdot \frac{1}{1+(\omega_x T^O_{1*})^2} \cdot \frac{1-\omega_x^2 T^O_{1*} T^1_{1*}}{1+(\omega_x T^1_{1*})^2}$$

On remarque qu'elle peut devenir négative : en effet dans un seul niveau (j), l'action en régime permanent d'un champ transverse est de faire tourner l'aimantation d'un angle $\phi^j = \mathrm{Arctg}(\omega_x T^j_{1*})$, et de l'atténuer d'un facteur

$\left[1+(\omega_x T_{1*}^{j})^2\right]^{-1/2} = \cos\phi_j$. Cette action intervient deux fois puisque l'électron occupe successivement les niveaux (1) et (0). L'aimantation résultante dans le niveau (0) peut donc avoir tourné de plus de $\frac{\pi}{2}$; sa projection sur la direction initiale de l'aimantation sera alors négative. Cet effet a été effectivement observé en pompage optique dans les gaz (65)(66).

C H A P I T R E I I I

RESONANCE ELECTRONIQUE DANS GaSb

Le facteur de Landé g^* des électrons de conduction dans GaSb n'était déterminé expérimentalement que par des méthodes non résonnantes (effet Zeeman ou expériences de magnétooptique), la résonance électronique conventionnelle s'étant avérée impossible. Il apparaissait dès lors tentant d'utiliser le pompage optique pour polariser de façon importante les électrons, la détection de la résonance électronique se faisant sur le signal de luminescence polarisée.

Nous avons ainsi effectué la première mesure résonnante de g^* (14). La valeur trouvée $|g^*| = 9,25$ nous permet un retour critique sur les déterminations théoriques du facteur g^* par la méthode $\vec{k}.\vec{p}$.

I. PRINCIPE DE L'EXPERIENCE

Nous avons vu que lorsque les électrons de conduction ont atteint une polarisation P, le taux de polarisation de la luminescence est $\mathcal{P} = - 0,5\ P$. Lorsqu'une cause extérieure modifie la polarisation électronique P, la polarisation de la luminescence est modifiée dans les mêmes proportions. Ici on provoque la résonance des électrons de conduction : les électrons sont soumis à un champ radiofréquence*, de pulsation ω_o, et on balaie un champ longitudinal B_z autour du champ B_o qui réalise la condition de

---

* NOTE : La fréquence de 150 à 300 MHz utilisée pour la résonance des électrons sera désignée dans la suite par "radiofréquence". Il convient de la distinguer de "l'audiofréquence" (jusqu'à 100 kHz) utilisée au Chapitre IV pour induire la résonance des noyaux. Remarquons d'autre part que $\hbar\omega_o$ désigne ici l'énergie du photon radiofréquence, celle du photon optique étant notée $h\nu = \hbar\omega$.

résonance $g^*\mu_B B_o = \hbar\omega_o$. La polarisation des électrons diminue à la résonance, ce qui est détecté sur la polarisation de la luminescence.

En présence de lumière polarisée circulairement, dans un champ $\vec{B}_z$ continu parallèle à la direction de propagation de la lumière, trop faible pour créer une polarisation thermodynamique des électrons appréciable, et dans un champ de radiofréquence $\vec{B}_1$, l'évolution du vecteur aimantation $\vec{M}(t)$ est décrite par les équations de Bloch (67). On cherche la valeur en régime permanent de la composante M_z en résolvant les équations :

$$\frac{\vec{dM}(t)}{dt} = \gamma\vec{M}(t)\wedge(\vec{B}_z+\vec{B}_1) - \frac{M_x(t)\vec{i}}{T_{2*}} - \frac{M_y(t)\vec{j}}{T_{2*}} - \frac{(M_z(t)-M)\vec{k}}{T_{1*}} \qquad \text{(III.1)}$$

où $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ sont les vecteurs unitaires du repère Oxyz, $M = -\frac{g^*}{2}\mu_B n P_i \frac{T_{1*}}{\tau}$ est l'aimantation créée en régime permanent par pompage optique en l'absence de champ extérieur.

Si on note $\mathcal{P}(B_1)$ le taux de polarisation de la luminescence en présence de B_z et B_1, et $\mathcal{P}$ le taux de polarisation en présence de B_z seul, on a :

$$\frac{M-M_z}{M} = \frac{\mathcal{P}-\mathcal{P}(B_1)}{\mathcal{P}} = \frac{(T_{1*}/T_{2*})B_1^2}{(T_{1*}/T_{2*})B_1^2 + (1/\gamma T_{2*})^2 + (B_z-B_o)^2} \qquad \text{(III.2)}$$

T_{1*} et T_{2*} étant du même ordre de grandeur, pour pouvoir observer la résonance il faut que B_1 soit de l'ordre de $1/\gamma T_{2*}$, égal à la largeur Hanle ΔB_x, soit quelques gauss dans GaSb. Ceci exige que le générateur r.f. soit capable de délivrer un champ tournant B_1 suffisant, et justifie le choix de la fréquence 150 MHz. Mais le champ de résonance correspondant est faible (12 G environ) d'où la précision de l'ordre du pourcent sur la position de la résonance électronique.

Discutons les propriétés de ce type de détection de la résonance électronique : la raie que nous observons est

plus large que celle d'une expérience de résonance conventionnelle à T_2 égal, puisque la durée de vie finie τ des électrons photocréés ajoute une largeur $1/\gamma\tau$ à la largeur $1/\gamma T_2$ due à la relaxation de spin. Cependant, cette méthode de détection de la résonance est particulièrement sensible : à la résonance la modification d'état de polarisation produite par absorption d'un photon de radiofréquence de fréquence 10^8 Hz entraîne une modification de l'état de polarisation d'un photon optique de fréquence 10^{14} Hz : on réalise ainsi une "détection déclenchée" ("trigger détection" (68)) d'où la grande sensibilité de la méthode. Par ailleurs, la détection de la résonance est découplée de son excitation : on peut ainsi utiliser des puissances radiofréquences relativement grandes (jusqu'à 10 W) sans accroître le bruit de la détection. Mais la grande supériorité de cette méthode optique est de permettre l'observation de la résonance dans un corps éventuellement de type p où les électrons sont créés uniquement par irradiation lumineuse : en effet, l'observation par des moyens classiques de la résonance électronique nécessite de le rendre de type n par dopage, ce qui élargit la raie par interaction entre électrons et centres donneurs.

Cette méthode de détection optique de la résonance électronique s'est révélée particulièrement féconde, puisqu'elle a permis la détermination résonnante du facteur g^* de GaSb, ainsi que de GaAs, InP et $Ga_xAl_{1-x}As$ (15)(16)(17).

II. DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE

La partie optique du dispositif expérimental est à peu près la même que celle des expériences de pompage optique décrites au Chapitre II (Fig.20). Un monochromateur permet d'exciter les électrons par des photons d'énergie voisine de E_G, afin que les taux de polarisation soient les plus grands possible (voir Ch.II§IV). La lumière d'excitation est polarisée circulairement, on analyse la polarisation circulaire de la lumière émise en sélectionnant par un

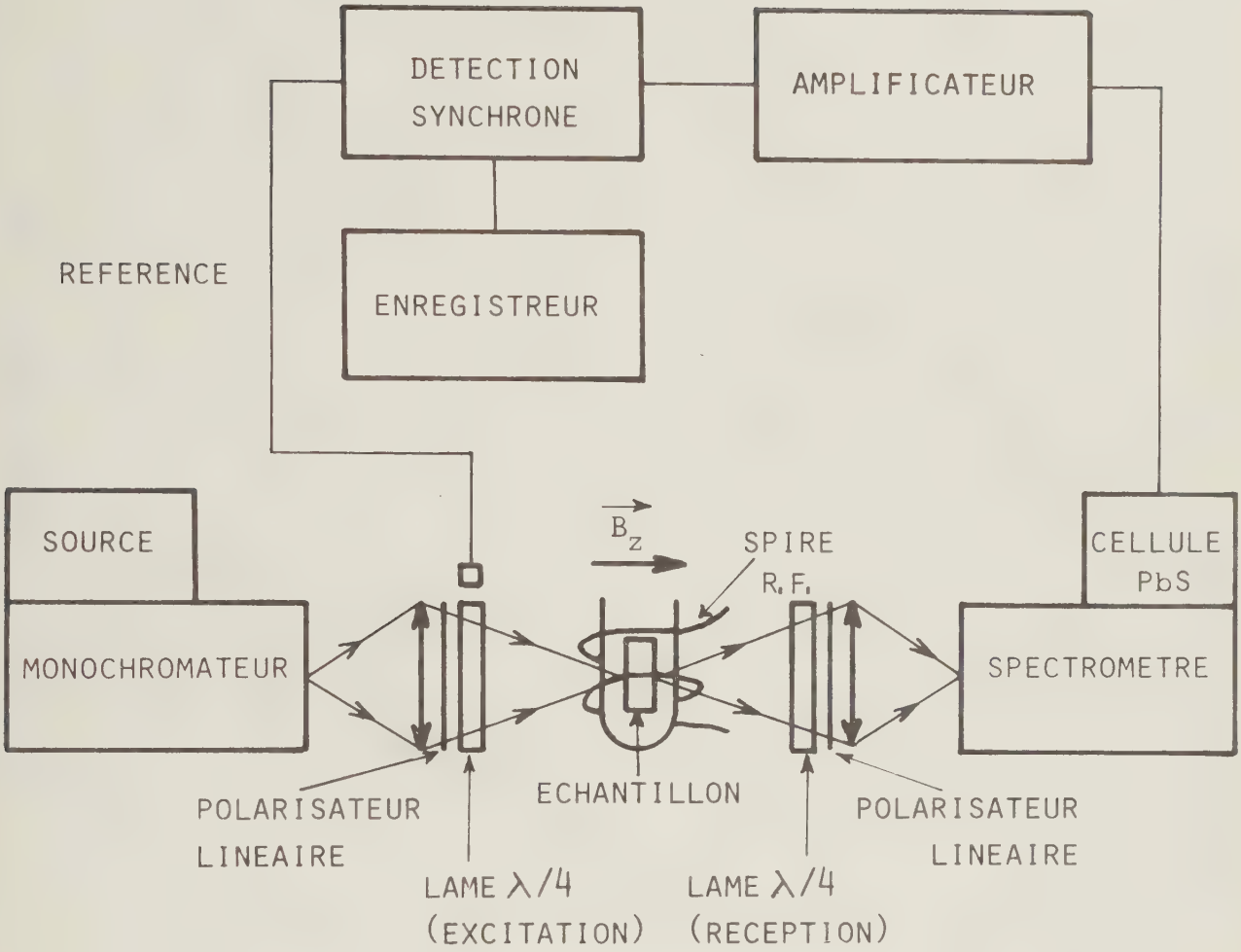


FIGURE 20 : DISPOSITIF D'UNE EXPERIENCE DE DETECTION OPTIQUE DE LA RESONANCE ELECTRONIQUE D'UN SEMICONDUCTEUR POLARISE PAR POMPAGE OPTIQUE.

filtre interférentiel ou un monochromateur la longueur d'onde de réception. L'échantillon est immergé dans de l'hélium liquide éventuellement pompé.

Un oscillateur à 150 MHz produit le champ r.f. qui peut atteindre 5 G tournants pour une puissance $\Pi \approx 25$ W. La spire qui crée le champ de r.f. entoure la queue du cryostat. Une paire de bobines de Helmholtz produit le champ longitudinal, qui a été étalonné par l'observation de la résonance de DPPH situé au même endroit que l'échantillon. Le signal de la cellule à PbS est démodulé dans une détection synchrone.

Nous avons utilisé pour l'étude de la résonance deux échantillons, l'un A_3 de type A, l'autre étant l'échantillon C. Ce dernier présentait dans certaines conditions des effets de polarisation nucléaire importants, aussi avons-nous mené les deux expériences de façon différente :

- pour observer la résonance de l'échantillon A_3, dans lequel nous ne détectons pas de polarisation nucléaire, nous avons, comme dans une expérience de résonance conventionnelle, ajouté au champ longitudinal une modulation, d'amplitude comparable à la largeur de raie (3,5 G environ). La polarisation de la lumière excitatrice reste fixe dans le temps. Le signal de résonance obtenu est la dérivée en champ longitudinal de $\mathcal{P} - \mathcal{P}(B_1)$ (Fig.21). Il est observé sur la raie I_1.

- pour observer la résonance des électrons de conduction dans l'échantillon C, nous avons voulu nous affranchir des effets nucléaires. Pour cela il est nécessaire de moduler la polarisation de la lumière excitatrice, par rotation d'une lame quart d'onde à 70 Hz. Le signal obtenu est alors $\mathcal{P} - \mathcal{P}(B_1)$, il est observé sur la raie γ (Fig.22, courbe (a)).

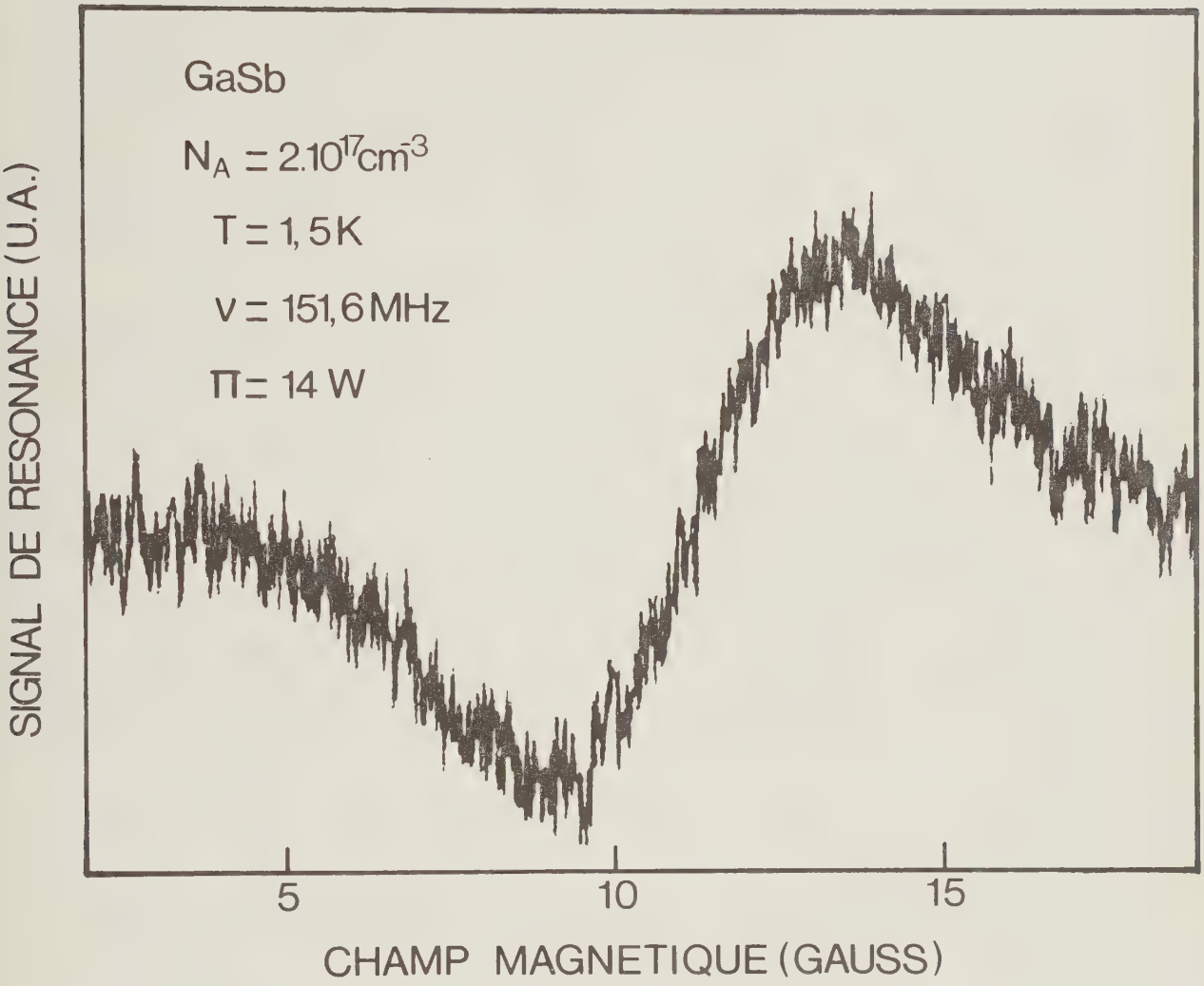


FIGURE 21 : SIGNAL DE RESONANCE ELECTRONIQUE DANS GaSb. La résonance de l'échantillon A_3 est détectée sur le signal de luminescence. On a ajouté au champ longitudinal une modulation de 3,5 G.

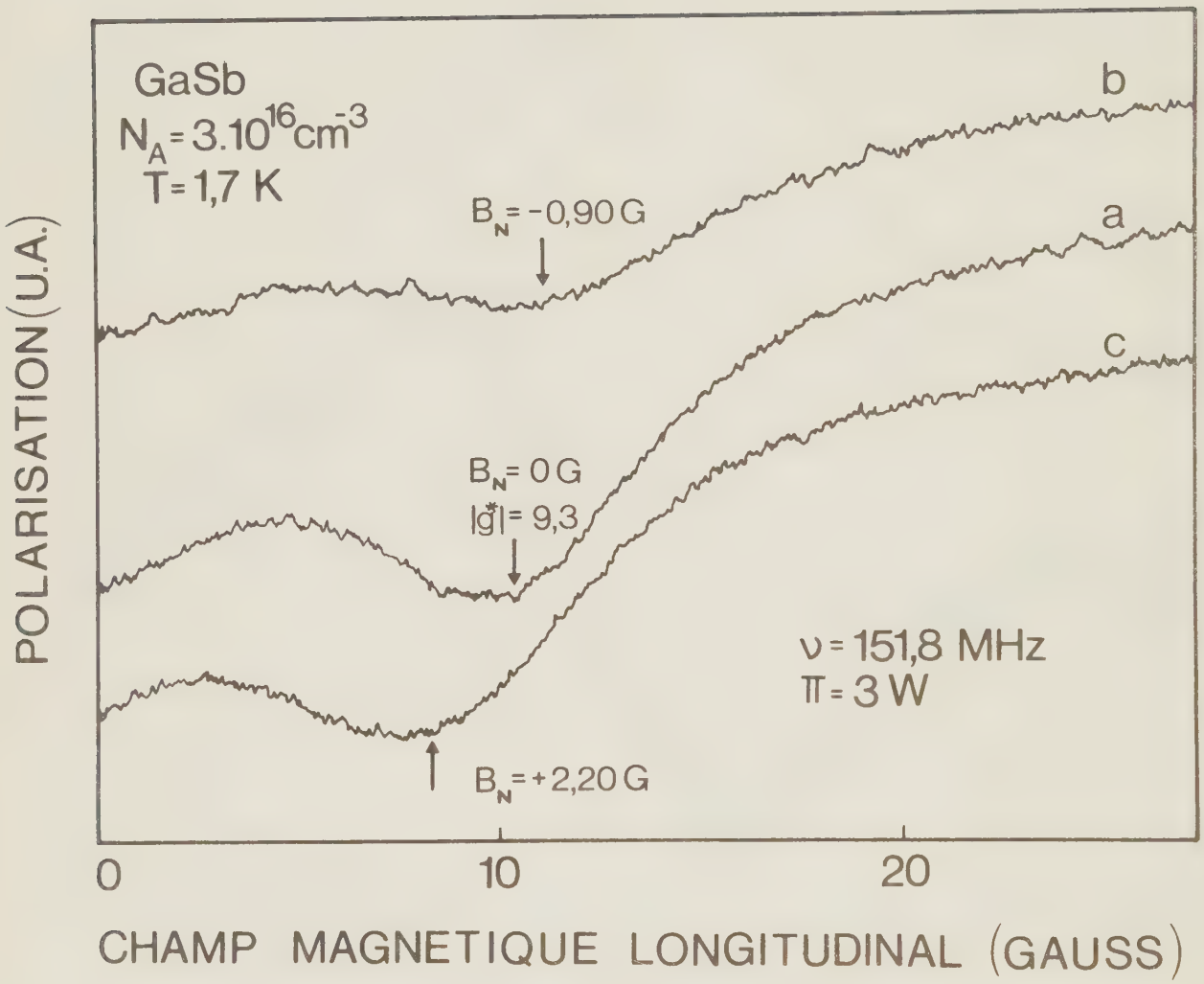


FIGURE 22 : RESONANCE ELECTRONIQUE DANS L'ECHANTILLON C DE GaSb.
Le sens du champ longitudinal est le même pour les 3 courbes. La courbe a est obtenue en modulant la polarisation devant l'échantillon. L'excitation lumineuse est σ_- pour la courbe b, σ_+ pour la courbe c.

III. RESULTATS DE RESONANCE ELECTRONIQUE SUR GaSb

① L'étude du pompage optique dans les échantillons, selon les méthodes du chapitre précédent, nous permet de prévoir dans quelles conditions nous observerons la résonance.

Nous rassemblons dans le tableau ci-dessous les résultats de pompage optique qui nous seront utiles dans l'interprétation de la résonance. B_o est la valeur du champ magnétique extérieur à laquelle aura lieu la résonance (B_o = 11,75 G)

	A_3	A_3	C
T K	1,5	4,2	1,7
$\mathcal{P}(B_o)$ %	12,5	14	7,9
$\Delta B_x = \frac{1}{T_{2*}}$ G	3,5±0,25	2,8±0,2	3,0±0,6
$\frac{1}{\gamma T_{1*}(B_o)}$ G	2,8	2,6	1,0
$(T_{1*}/T_{2*})(B_o)$	1,25±0,15	1,1±0,1	3 ± 0,3
ΔB_z G	5,5	9,0	8,3

- La largeur de la résonance lorsque le champ r.f. est faible doit être $1/\gamma T_{2*}$, donné par la largeur Hanle ΔB_x. Celle-ci varie avec la température, ce qui nous fournit un moyen de détection du chauffage éventuel des électrons par la radiofréquence (69).

- La polarisation $\mathcal{P}$ de la luminescence et le temps de relaxation de spin T_1 augmentent avec le champ longitudinal avec des variations lorentziennes de largeurs de l'ordre de ΔB_z. On en tire deux conséquences. D'une part à la résonance $T_1(B_o)$ sera supérieur à $T_1(O) = T_2$, ce qui entraîne également $T_{1*} > T_{2*}$: alors que dans l'échantillon A_3 T_{2*}/T_{1*} reste voisin de 1, il n'est que de 1/3 dans l'échantillon C. D'autre part, sauf dans l'échantillon

A_3 à 1,5 K, l'effet d'accroissement de $\mathcal{P}$ avec B_z sera gênant puisque pour la fréquence utilisée dans notre expérience la résonance se produit dans la région où T_1 varie rapidement avec B_z. Il faudra donc soustraire du signal de résonance la courbe $\mathcal{P}(B_z)$ obtenue à puissance r.f. nulle pour trouver la forme du signal. C'est pour cette raison que sur l'échantillon A_3 à basse température, où le signal est moins perturbé par la variation de $\mathcal{P}$ avec B_z, nous avons comparé le comportement du signal à celui que prévoient les équations de Bloch. Au contraire, sur l'échantillon C, nous avons observé la résonance pour des fréquences comprises entre 150 et 300 MHz et avons vérifié la constance du facteur g^*.

(2) Etude de la forme du signal dans l'échantillon A_3

- Si les équations de Bloch sont satisfaites, le carré de la largeur à mi-hauteur est égal à

$$\frac{1}{(\gamma T_{2*})^2} + \frac{T_{1*} B_1^2}{T_{2*}}$$

En portant le carré de la largeur en fonction de la puissance Π on doit obtenir une droite d'ordonnée à l'origine $1/(\gamma T_{2*})^2$ et de pente $(T_{1*}/T_{2*}).(B_1^2/\Pi) = (T_{1*}/T_{2*}).\alpha$, α étant une constante caractéristique du générateur.

Les résultats des expériences sont portés sur la figure 23.

On extrapole $1/\gamma T_{2*} = 3{,}2 \pm 0{,}3$ G à 1,5 K.

$1/\gamma T_{2*} = 2{,}9 \pm 0{,}2$ G à 4,2 K.

On retrouve la largeur Hanle à la précision des mesures près ; la pente est sensiblement la même aux deux températures et fournit $(T_{1*}/T_{2*}).\alpha \approx 0{,}9$ G^2/watt à 10% près.

T_{1*}/T_{2*} est connu à partir des expériences de pompage optique. Compte tenu de la précision des mesures il est à peu près le même aux deux températures. On en déduit $\alpha \approx 1$ G^2/watt dans ces deux expériences. Ceci est une valeur

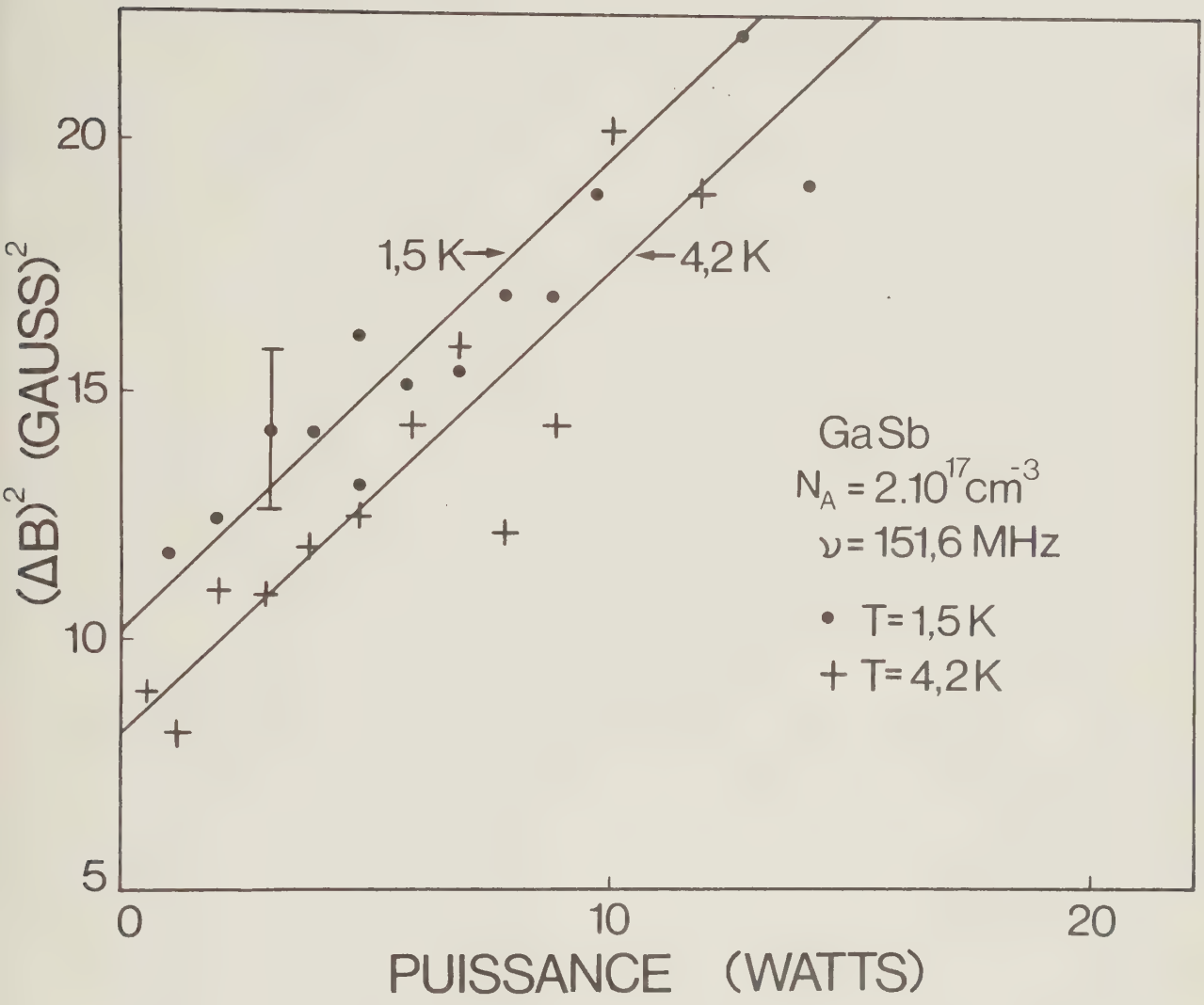


FIGURE 23 : CARRE DE LA LARGEUR DE LA RESONANCE ELECTRONIQUE EN FONCTION DE LA PUISSANCE R.F. DANS L'ECHANTILLON A_3.

Des ordonnées à l'origine, on déduit :

$1/\gamma T_{2*}$ = 3,2 ± 0,3 G à 1,5 K

= 2,9 ± 0,2 G à 4,2 K.

Le générateur r.f. délivre environ 0,9 G^2/W .

plausible . En effet B_1 n'a pas été calculé exactement, mais on peut estimer la valeur de α : en écrivant que l'énergie magnétique emmagasinée dans le circuit oscillant qui produit le champ tournant B_1 est égale au produit de la surtension Q de ce produit par les pertes Joule par radian, on trouve

$$(B_1^2)G^2 = \frac{\mu_o Q \Pi}{2\omega_o \mathcal{V}} = \alpha \Pi \text{ watts} \qquad \text{(III.3)}$$

$\omega_o/2\pi$ est la fréquence de résonance, $\mathcal{V}$ le volume qui contient l'énergie magnétique.

Si nous prenons Q = 50

$$\omega_o/2\pi = 150 \text{ MHz}$$
$$\mathcal{V} = 2 \text{ cm}^3$$

il vient $\alpha \approx 1{,}6 \text{ G}^2/\text{W}$, ce qui est de l'ordre de grandeur de notre valeur expérimentale.

- D'autre part, la hauteur du signal à la résonance vaut, d'après les équations de Bloch :

$$\frac{\mathcal{P} - \mathcal{P}(B_1)}{\mathcal{P}} = \frac{(T_{1*}/T_{2*})B_1^2}{(T_{1*}/T_{2*})B_1^2 + (1/\gamma T_{2*})^2} \qquad \text{(III.4)}$$

ce qu'on peut encore écrire :

$$\frac{\mathcal{P}}{\mathcal{P} - \mathcal{P}(B_1)} = 1 + \frac{1}{(\gamma T_{2*})^2} \cdot \frac{1}{(T_{1*}/T_{2*})B_1^2}$$

$$= 1 + \frac{1}{(\gamma T_{2*})^2} \cdot \frac{1}{(T_{1*}/T_{2*})\alpha} \cdot \frac{1}{\Pi} \qquad \text{(III.5)}$$

L'inverse du signal de résonance est une fonction linéaire de l'inverse de la puissance r.f. L'ordonnée à l'origine, correspondant à une saturation complète, vaut 1. La pente fournit $\frac{1}{\gamma T_{2*}}$, si on prend pour $(T_{1*}/T_{2*})\alpha$ la valeur déterminée à partir de l'étude de la largeur.

La loi linéaire est vérifiée expérimentalement. On détermine ainsi par exemple $\frac{1}{\gamma T_{2*}} = 3{,}35 \pm 0{,}25$ G à 1,5 K, qui est tout à fait comparable à la valeur obtenue à partir de la largeur de la résonance ($3{,}2 \pm 0{,}3$ G), et à la largeur

Hanle du pompage optique non résonnant (3,5±0,2 G).

- On a donc vérifié que, dans le cas de la résonance électronique de GaSb, les équations de Bloch sont bien satisfaites. Ceci entraîne les remarques suivantes :

. Dans le chapitre précédent nous écartions une répartition de champs statiques comme cause de variation du taux de polarisation avec un champ longitudinal. Ceci est confirmé par les résultats de résonance : en effet s'il y avait élargissement inhomogène, la largeur de la résonance serait de l'ordre de ΔB_z et varierait comme ΔB_z en fonction de la température. Or la largeur de la résonance est inférieure à cette valeur, et diminue entre 1,5 K et 4,2 K, alors que ΔB_z augmente.

. Nous avons vérifié qu'il n'y a pas de chauffage des électrons par la puissance r.f. Π en mesurant la largeur Hanle en présence de radiofréquence : cette largeur reste constante, alors que nous savons d'après l'étude du Chapitre II qu'elle est très sensible à la température.

. La résonance se produit dans un champ de 12 gauss. On peut se demander si l'effet Bloch-Siegert (70) ne modifie pas certains résultats : d'ailleurs en champ longitudinal nul on observe une diminution du signal de polarisation quand Π croît, due à cet effet (71). Mais nous savons que les modifications de la résonance sont de l'ordre de $\left(\frac{B_1}{2B_0}\right)^2$, au plus égal à $\left(\frac{5}{24}\right)^2 = 4.10^{-2}$, soit de l'ordre de la précision de nos mesures. De toutes façons l'étude de la résonance en fonction de la fréquence sur l'échantillon C montrera que cet effet ne joue pas.

- De cet ensemble d'expériences faites à 150 MHz, nous déduisons $|g^*| = 9,3 \pm 0,3$, le champ de résonance étant de 11,75 G. La précision est limitée par la forme du signal. L'étude de la résonance en fonction de la fréquence du paragraphe 3 permettra une détermination plus précise de g^*.

③ Etude de la position de la résonance en fonction de la fréquence dans l'échantillon C

Il est plus délicat de faire dans l'échantillon C une étude détaillée de la largeur du signal de résonance et de sa saturation : la précision est assez médiocre car le signal de résonance se trouve dans une région de champ où $\mathcal{P}(B_z)$ varie beaucoup avec B_z même en l'absence de résonance.

En revanche comme $\frac{T_{1*}}{T_{2*}} \approx 3$ une puissance plus faible suffit pour l'observation de signaux de résonance.

La largeur extrapolée à puissance nulle est, aux diverses fréquences, de 2,4 G, en accord avec la largeur Hanle.

La figure 24 montre que le champ de résonance est proportionnel à la fréquence à la précision de nos mesures près. Nous prendrons comme valeur définitive de $|g^*|$ dans GaSb :

$$|g^*| = 9,25 \pm 0,10$$

La résonance que nous observons ne peut être celle des trous, non polarisés (voir Ch.I §I p.10). D'après l'étude du chapitre II, les électrons polarisés que l'on étudie à partir des raies I_1 et γ de luminescence évoluent au bas de la bande de conduction entre des états plus ou moins liés. La résonance électronique se produit dans ces états. Le facteur de Landé que nous déterminons est bien celui des électrons du bas de la bande de conduction.

Par ailleurs on a vérifié sur l'échantillon C que si les électrons sont créés avec une énergie cinétique de 90 meV, la résonance se produit au même champ. Or par suite de la non parabolicité de la bande de conduction la valeur de g^* doit différer de 20% de la valeur en bas de bande (72) ; la précision de nos mesures nous permettrait d'observer cet écart. Ceci montre que les électrons résonnent une fois thermalisés en bas de la bande de conduction, car c'est dans cet état qu'ils restent le plus longtemps, et que le champ B_1 est donc le plus efficace.

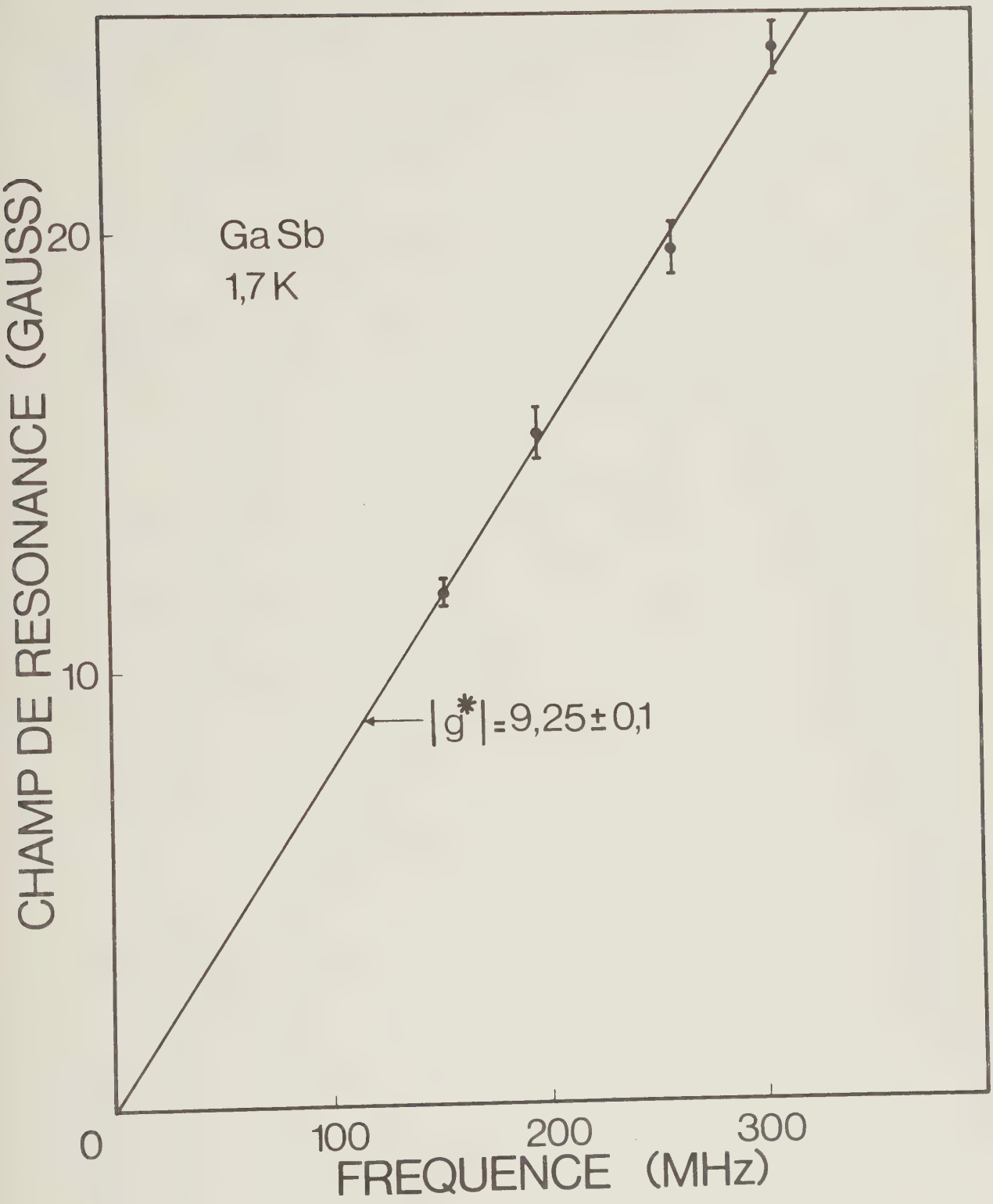


FIGURE 24 : VARIATION DU CHAMP DE RESONANCE ELECTRONIQUE AVEC LA FREQUENCE R.F.

Nous allons rappeler maintenant les autres déterminations expérimentales de g^* dans GaSb. Au paragraphe V nous indiquerons les valeurs prévues pour g^* dans le cadre de la théorie $\vec{k}.\vec{p}$ dans les semiconducteurs III-V dans lesquels il a pu être mesuré par résonance (InP, InAs, InSb, GaAs, GaSb) et montrerons les difficultés de cette théorie.

IV. DETERMINATIONS EXPERIMENTALES NON RESONNANTES DE g^* DANS GaSb

Certaines sont déduites de l'effet Zeeman sur les spectres d'absorption et de luminescence, d'autres utilisent la méthode de Pidgeon et Brown (73) pour analyser des expériences de magnétooptique.

1. Effet Zeeman

(a) Johnson et Fan (38) étudient l'effet d'un champ magnétique de 20 kG sur le spectre d'absorption de GaSb à 1,4 K. Le pic correspondant à l'exciton libre (α) est élargi sans résolution des deux composantes de spin, et donne $|g^*|=5,7$.

Les autres pics sont associés à un exciton lié sur une impureté (β ou γ). De l'élargissement du pic β ils déduisent $|g^*|=6,6$. Le pic γ est résolu en deux composantes et correspond à $|g^*|=9,4$. Les facteurs de Landé sont ceux des excitons, et peuvent différer de celui de l'électron de conduction.

(b) Benoît à la Guillaume et Lavallard (74) analysent les expériences de magnétoabsorption de Johnson et Fan en proposant une autre hypothèse sur la nature du centre γ. Ils en déduisent que le g^* tiré de la raie γ est uniquement dû à l'électron. De leurs propres expériences de magnétoémission à 30 K et 50 kG, ils tirent $|g^*|=8,8\pm1$ du comportement de la raie de l'exciton libre, et $|g^*|=8,65\pm0,5$ de la raie γ.

(c) Bimberg et Rühle (75) étudient le comportement de la raie I_1 à basse température en présence d'un champ magnétique allant jusqu'à 100 kG. Ils observent un dédoublement dû au spin qui croît avec le dopage et peut être interprété en prenant $|g^*| = 7,8\pm0,8$. Dans des expériences plus

récentes, Bimberg et Rühle (76) ont observé le comportement de cette même raie sous champ magnétique intense en fonction de la température. Ils déduisent de leurs expériences :

$$m^* = (0,0405 \pm 0,001) m_o$$

$$g^* = - 9,1 \pm 0,2$$

Notons que les échantillons de GaSb utilisés par Benoît à la Guillaume et Lavallard, et Bimberg et Rühle, sont de provenance et de nature semblables aux nôtres.

(d) Pistoulet et Mathieu (77) ont déduit de l'étude d'une jonction sous un champ magnétique de 40 kG à 4,2 K :

$$m^* = 0,061\ m_o$$

$$|g^*| = 5,2$$

La valeur de m^* est beaucoup plus élevée que celles des autres déterminations expérimentales. L'échantillon utilisé est très fortement dopé, ce qui explique peut-être ces valeurs particulières.

2. Effets optiques en présence de champ magnétique intense

Les données de ces expériences sont analysées à l'aide de la théorie de Pidgeon et Brown (73). Celle-ci est dérivée de la méthode de masse effective de Kohn et Luttinger (18) et se réduit à l'interaction $\vec{k}.\vec{p}$ en champ magnétique nul. On en déduit m^*, g^* et les paramètres

$$P^2 = \frac{2}{m_o} |\langle S | p_x | X \rangle|^2$$

et F qui exprime l'interaction entre la bande de conduction et les bandes supérieures.

(a) L'étude de magnétoabsorption de Zwerdling et al (78) en 1959 a été dépouillée par Adachi en 1969 (79). Celui-ci suit la méthode de Pidgeon et Brown et tire des courbes expérimentales les paramètres suivants :

$$(1/2)P^2 = 0,384 \text{ u.a. soit } 20,7 \text{ eV pour } P^2$$

$$E_G = 0,813 \text{ eV} \qquad \Delta = 0,81 \text{ eV}$$

Il en déduit : $m^* = 0,045\ m_o$

$$g^* = - 6,5$$

(b) Reine et Aggarwal (80) interprètent leurs résultats de magnétopiezoréflectance sur GaSb à 30 K par les valeurs suivantes des paramètres :

$$P^2 = 25 \pm 2 \text{ eV}$$

$$E_G = 0{,}8102 \text{ eV} \qquad \Delta = 0{,}749 \text{ eV}$$

$$\text{et } F = -1{,}5 \frac{\hbar^2}{m_o}$$

Ils calculent alors $m^* = 0{,}042 \pm 0{,}002$

$$g^* = -7{,}8 \pm 0{,}8$$

(c) Filion et Fortin (31) ont étudié la photoconductivité de GaSb sous champ magnétique à 4,2 K. Ils comparent leurs données à celles de Reine et Aggarwal et montrent que dans les expériences de ces derniers subsistaient des contraintes résiduelles qui ont modifié les paramètres.

Filion et Fortin tirent de leurs expériences :

$P^2 = 26 \pm 1$ eV et prennent $E_G = 0{,}8137$ eV

$\Delta = 0{,}749$ eV

Ils calculent alors $m^* = 0{,}039 \pm 0{,}001$

$$g^* = -8{,}4 \pm 0{,}8$$

Les déterminations expérimentales les plus récentes, par des méthodes optiques non résonnantes, du facteur de Landé des électrons de conduction dans GaSb se rapprochent de notre valeur $|g^*| = 9{,}25$.

Dans ce qui suit, nous comparons ces valeurs avec les prévisions théoriques.

V. DETERMINATIONS THEORIQUES DU FACTEUR g^* DES ELECTRONS DE CONDUCTION

Elles dérivent de la méthode de perturbation $\vec{k}.\vec{p}$ de Kane rappelée au Chapitre I paragraphe III (21), qui permet à la fois la détermination de la masse effective des électrons de conduction et de leur facteur de Landé.

- Nous avons vu que dans le développement de l'énergie

cinétique de l'électron de conduction $\varepsilon(\vec{k})$ en fonction de son impulsion $\vec{k}$, le terme en k^2 donne l'expression de la masse effective m^* (éq(I.41)) :

$$\frac{m_o}{m^*} = 1 + \frac{2}{m_o} \sum_u \frac{|\langle S|p_{x_i}|u\rangle|^2}{E_G - E_u} \qquad \text{(III.6)}$$

où $x_i = x, y, z$.

La bande de conduction, de symétrie orbitale Γ_6, ne peut être couplée par l'opérateur $\vec{p}$ qu'à des bandes de symétrie Γ_7 ou Γ_8 dont les fonctions d'onde sont notées u. Comme l'interaction spin-orbite est traitée en perturbation, ces bandes proviennent nécessairement de bandes de symétrie Γ_5 dans le groupe simple. Ceci rend l'étude des paramètres de la bande de conduction en principe bien plus simple que celle des paramètres des bandes de valence, qui sont couplées à plusieurs types de bandes.

- Dans la même approximation l'équation (I.42) a exprimé le facteur de Landé g^* des électrons de conduction, qui régit le comportement des électrons dans un champ magnétique B_z faible ($g^*\mu_B B_z \ll k_B T$) :

$$\frac{g^*}{g_o} = 1 + \frac{1}{im_o} \sum_u \frac{\langle S|p_x|u\rangle\langle u|p_y|S\rangle - \langle S|p_y|u\rangle\langle u|p_x|S\rangle}{E_G - E_u} \qquad \text{(III.7)}$$

On remarque la similitude des expressions de m^* et g^*, la même connaissance de la position des niveaux d'énergie E_u du semiconducteur et d'un certain nombre d'éléments de matrice permettant le calcul de ces deux grandeurs. Nous allons comparer les valeurs expérimentales de m^* et g^*, dans les composés III-V dans lesquels g^* a été mesuré par résonance, avec les valeurs calculées à partir des formules ci-dessus. La sommation est restreinte soit aux bandes de valence Γ_5^v, soit à ces bandes de valence et à la bande de conduction Γ_5^c.

Nous rappelons d'abord dans un tableau les valeurs de m^* obtenues en résonance cyclotron et les valeurs de g^* de résonance électronique dans ces composés. Nous prenons pour g^* dans GaSb notre détermination. Le signe de g^* dans

GaAs a été déterminé expérimentalement (15), les autres signes indiqués sont ceux prévus par la théorie.

	InP	InAs	InSb	GaAs	GaSb
m^*/m_o	0,0810 (82)	0,023 (83)	0,0139 (85)	0,0667 (82)	0,041 (33)
g^*	+1,26 (16)	-14,8 (84)	-51,3 (86)	- 0,5 (87) - 0,44 (15)	-9,3

(1) Dans une première approximation, proposée par Roth (27), on ne tient compte dans la perturbation que des bandes les plus proches : la bande de conduction Γ_6 et les bandes de valence résultant de Γ_5^v, soit les deux bandes de valence (trous lourds et légers) Γ_8^v et la bande de valence découplée par interaction spin-orbite Γ_7^v (modèle à 3 bandes). Par suite des symétries des fonctions d'onde, m^* et g^* sont donnés par :

$$\frac{m_o}{m^*} = 1 + \frac{P^2}{3}\left[\frac{2}{E_G} + \frac{1}{E_G+\Delta}\right] \qquad \text{(III.8)}$$

$$\frac{g^*}{g_o} = 1 - \frac{P^2}{3}\left[\frac{1}{E_G} - \frac{1}{E_G+\Delta}\right] \qquad \text{(III.9)}$$

où P^2 vaut $\frac{2}{m_o}|\langle S|p_x|X(\Gamma_5^v)\rangle|^2$

Dans ce modèle à trois bandes, deux méthodes ont été utilisées pour obtenir des valeurs numériques de g^*.

- Si on suppose que P^2 varie peu d'un composé à l'autre, on peut lui donner une valeur moyenne $P^2 \approx 23$ eV (88). Calculons ainsi m^* et g^* :

	InP	InAs	InSb	GaAs	GaSb
E_G (eV)	1,42 (89)	0,42 (90)	0,237 (91)	1,52 (92)	0,814 (31)
Δ (eV)	0,13 (93)	0,38 (94)	0,81 (95)	0,34 (95)	0,752 (32)
m^*/m_o	0,060	0,021	0,0137	0,066	0,040
g^*	+ 1,1	- 15,3	- 48	+ 0,15	- 7,1

- On peut aussi s'affranchir de l'indétermination sur la valeur de P^2 en exprimant la relation qui lie m^* et g^* (relation de Roth (27)) :

$$\frac{g^*}{g_o} - 1 = - \frac{\Delta}{3E_G+2\Delta}\left[\frac{m_o}{m^*} - 1\right] \qquad \text{(III-10)}$$

Si m^* est déterminé expérimentalement, on en déduira une valeur de g^* :en prenant les valeurs expérimentales de m^* il vient :

	InP	InAs	InSb	GaAs	GaSb
g^*	+ 1,3	-14,0	- 48,0	+ 0,18	- 7,1

Les valeurs calculées diffèrent sensiblement des valeurs expérimentales. On peut se demander si cela est dû à l'imprécision des données : appelons δE_G, $\delta\Delta$, δm^* les incertitudes sur E_G, Δ, m^* : il vient

$$\frac{\delta g^*}{g_o} \leqslant \left[\frac{m_o}{m^*} - 1\right] \frac{3(\Delta\delta E_G + E_G\delta\Delta)}{(3E_G + 2\Delta)^2} + \frac{\Delta}{3E_G + 2\Delta} \frac{m_o}{m^*} \frac{\delta m^*}{m^*} \qquad \text{(III-11)}$$

Ceci donne pour GaSb, en prenant :

$\delta E_G = 2$ meV

$\delta\Delta = 10$ meV

$\frac{\delta m^*}{m^*} = 5\%$

$$\delta g^* \leqslant 0,7$$

L'écart entre valeurs prévues et valeurs expérimentales vient donc du <u>principe</u> même du calcul, et non de sa précision. En effet, dans le calcul de m_o/m^* on n'a compté qu'un seul terme. Le premier terme négligé fait intervenir la bande de conduction immédiatement supérieure Γ_5^c.

(2) Pour retrouver par le calcul la valeur expérimentale de g^*, il faut donc tenir compte de l'interaction entre la bande de conduction Γ_6^c et les bandes autres que Γ_5^v. Formellement les développements de m_o/m^* et g^*/g_o s'écriront :

$$\frac{m_o}{m^*} = 1 + \frac{P^2}{3}\left[\frac{2}{E_G} + \frac{1}{E_G+\Delta}\right] - \frac{P'^2}{3}\left[\frac{2}{E'_G} + \frac{1}{E'_G-\Delta'}\right] + \ldots \qquad \text{(III.12)}$$

$$\frac{g^*}{g_o} = 1 - \frac{P^2}{3}\left[\frac{1}{E_G} - \frac{1}{E_G+\Delta}\right] + \frac{P'^2}{3}\left[\frac{1}{E'_G} - \frac{1}{E'_G-\Delta'}\right] + \ldots \qquad \text{(III.13)}$$

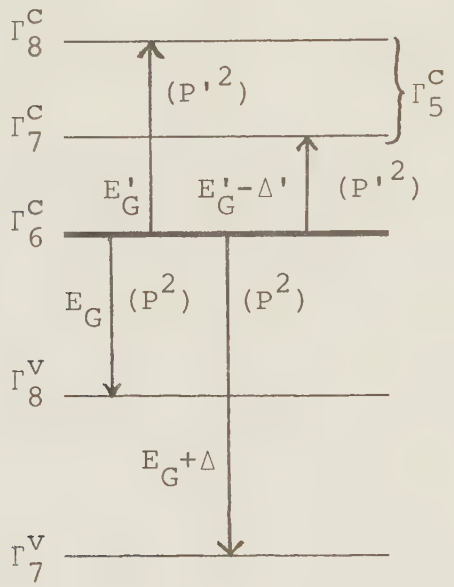


FIGURE 25

On a isolé le terme d'interaction entre la bande de conduction Γ_6 et les bandes Γ_5^c *.

E'_G et Δ' sont des nombres positifs, et P'^2 est défini par :

$$P'^2 = \frac{2}{m_o} |\langle S|p_x|X(\Gamma_5^c)\rangle|^2 \qquad \text{(III.14)}$$

L'interaction entre les bandes de conduction Γ_6 et Γ_5^c contenue dans P'^2 donnera une contribution négative à m_o/m^*. Par conséquent le terme P^2 est systématiquement sous-estimé. De plus le niveau découplé par interaction spin-orbite de Γ_5^c étant à plus basse énergie que le niveau doublement dégénéré (96), le premier terme négligé dans g^* est

---

*NOTE : Dans le groupe double, les bandes de conduction issues de Γ_5^c sont de type Γ_7^c et Γ_8^c mais habituellement la littérature ne les distingue pas.

aussi négatif, donc g^* doit être plus négatif que ne le prévoit le calcul à trois bandes.

Dans les composés de type diamant, les bandes de conduction Γ_2^- (correspondant à Γ_1^c) et Γ_4^- (correspondant à Γ_5^c), de même parité, ne peuvent être couplées par l'opérateur $\vec{p}$ impair. Au contraire dans les composés III-V, la parité de ces bandes n'est pas définie et P'^2 est différent de zéro. Cet argument a été utilisé par Cardona (88) et Lawaetz (97) pour estimer P'^2 : Cardona (88) considère que les valeurs comparées de l'écart d'énergie entre Γ_5^v et Γ_5^c dans un composé III-V d'une part et dans le composé isoélectronique de type germanium d'autre part sont liées à la valeur de cette interaction. Il calcule m^* et g^* par un calcul de perturbation en prenant P^2 = 23 eV dans le composé symétrique. Puis il fait un calcul plus complet selon le même principe en tenant compte des données de 35 bandes. Il obtient (111) :

	InAs	InSb	GaSb
m^*/m_o	0,026	0,0178	0,045
g^*	- 13,2	- 36,1	- 6,67

Nous voyons que cette extension à un plus grand nombre de bandes du modèle $\vec{k}.\vec{p}$ ne fournit pas de valeurs du facteur de Landé plus proches des valeurs expérimentales, aussi bien dans InSb et InAs que GaSb.

Le principe du calcul de Lawaetz est très voisin de celui de Cardona. Son originalité réside en l'évaluation des éléments de matrice d'interaction entre bandes : les expériences fournissent des données très précises sur le germanium et on évalue ensuite les effets des électrons des couches d, et l'effet de l'ionicité des composés III-V et II-VI par rapport aux composés IV-IV. P^2 varie donc d'un corps à un autre. D'autre part, dans le calcul de m^* Lawaetz tient compte de l'interaction de Γ_6^c avec

les bandes de conduction de type Γ_5 situées au-dessus de Γ_5^c en complétant le développement de m^* (III.12) par le terme :

$$F' = \frac{2}{m_o} \sum_u \frac{|\langle S|p_x|u\rangle|^2}{E_G - E_u}$$

Il estime F' égal à -1 quel que soit le composé ; l'interaction entre Γ_6^c et Γ_5^c n'est prise en compte que dans la modification de P^2. Ses valeurs calculées sont (97) :

	InP	InAs	InSb	GaAs	GaSb
P^2 (eV)	20,4	22,2	23,1	25,7	22,4
m^*/m_o	0,080	0,023	0,014	0,067	0,045
g^*	+1,20	-14,8	-48,4	-0,06	-7,12

Ces deux calculs fournissent des valeurs éloignées des valeurs expérimentales de m^* et g^* dans GaSb, et le calcul de Cardona donne une valeur de g^* trop faible dans InSb. Leur estimation de l'interaction entre Γ_6^c et Γ_5^c à partir des écarts d'énergie des bandes est arbitraire : aussi bien les écarts d'énergie entre bandes que les fonctions d'onde des composés III-V sont liés au potentiel antisymétrique cristallin ; mais la nature différente des fonctions d'onde des deux atomes constituant le semiconducteur de type III-V interdit de considérer sa fonction d'onde comme directement déduite du corps de type IV-IV. *

---

* NOTE : Chadi et col (81) ont récemment calculé le facteur de Landé de GaAs : leur calcul est analogue à celui de Cardona mais tient compte du déplacement de la bande de conduction du composé III-V par rapport à un composé symétrique par interaction avec une bande $\Gamma_6^{c'}$ supérieure. Ce calcul donne pour GaAs $g^* = -0,47$. Il est difficile dans d'autres composés par manque de données expérimentales sur les bandes de conduction supérieures. De toutes façons dans GaSb il ne donne pas un facteur g^* aussi grand que celui tiré de l'expérience.

Dans ce qui suit, nous calculons les éléments de matrice P^2 et P'^2 à partir des données expérimentales m^* et g^*. Nous montrons que leurs valeurs sont assez différentes de ce que calculent Cardona et Lawaetz, et que dans la plupart des composés la bande Γ_5^c influence notablement la valeur de la masse effective de la bande de conduction.

(3) Nous allons montrer que les données expérimentales permettent de calculer P^2 et P'^2.

- Revenons aux développements complets de m_o/m^* et g^*/g_o : le premier terme provient, comme nous l'avons vu, de l'interaction entre Γ_6^c et les bandes Γ_7^v et Γ_8^v. Chaque fois que nous faisons intervenir une bande de conduction supplémentaire, d'énergie E_u, nous ajoutons dans m_o/m^* un terme de l'ordre de $P_u^2/(E_u-E_G)$, et dans g^*/g_o un terme de l'ordre de $\left[P_u^2/(E_u-E_G)\right]\cdot\left[\Delta_u/(E_u-E_G)\right]$.

$P_u^2 = (2/m_o)\,|\langle S|p_x|u\rangle|^2$ est du même ordre de grandeur pour toutes les bandes u. La correction sur m_o/m^* diminue donc en valeur relative quand la bande est plus éloignée. La correction sur g^*/g_o diminue encore plus rapidement puisque Δ_u reste de l'ordre de l'écart spin-orbite atomique alors que E_u augmente.

- A partir des données expérimentales, si on limite les deux développements aux termes en P^2 et P'^2, on dispose de deux données m^* et g^* pour calculer les inconnues P^2 et P'^2.

	InP	InAs	InSb	GaAs	GaSb
P^2 (eV)	18,5 (18,8)	22,2 (22,3)	24,3 (24,4)	28,7 (30,3)	27,7 (28,5)
P'^2 (eV)	1,4	8,5	16,5	12	12
P'^2/P^2	0,07	0,4	0,7	0,4	0,4

On trouve, en accord avec la remarque ci-dessus, que la contribution relative à m^* du terme de couplage entre Γ_6^c et Γ_5^c est comprise selon le composé entre 1/3 et 1/10 de la

contribution relative du terme en P^2. Au contraire la contribution relative à g^* du terme dû à Γ_5^c est 10 fois plus faible : on peut considérer pratiquement que la valeur de g^* détermine directement P^2. On dispose ainsi d'une mesure de P^2, dès que les positions en énergie des différentes bandes sont connues. Les valeurs de P^2 ainsi obtenues sont indiquées entre parenthèses dans le tableau.

- On peut estimer la grandeur des termes négligés dans des développements de m_o/m^* et g^*/g_o, dans GaSb par exemple, et en déduire la précision sur les déterminations de P^2 et P'^2 dans ce corps :

La première bande de conduction u de type Γ_5 au-dessus de Γ_5^c est à plus de 10 eV au-dessus de la bande de conduction Γ_1. Si P_u^2 est de l'ordre de 15 eV, on a négligé dans m_o/m^* un terme de l'ordre de $P_u^2/(E_G-E_u) \approx 15/10 \approx 1,5$ alors que le terme prépondérant $P^2/E_G \approx 20/1$ est 12 fois plus grand.

Dans g^*/g_o le premier terme négligé est de l'ordre de $\left[P_u^2/(E_G-E_u)\right].\left[\Delta_u/(E_G-E_u)\right] \approx (15/10).(1/10) \approx 0,15$, pour un terme principal $(P^2/E_G).(\Delta/E_G) \approx (20/1).(1/1) \approx 20$.
La bande u apporte donc une contribution négligeable à g^*, mais sensible à m^*. Si on limite le développement de m_o/m^* aux termes en P^2 et P'^2, on surestime ce dernier terme puisque le terme suivant en P_u^2 contribue pour 1,5 environ à m_o/m^* qui est de l'ordre de 25.

On en déduit que P'^2 est compris entre 9 et 16 eV alors que P^2 est compris entre 27,7 eV et 28,5 eV. Plus généralement les déterminations de P^2 dans les composés III-V dans lesquels g^* a été mesuré sont très précises.

- Remarquons que nos approximations (restriction à quatre bandes du développement de m^*, à trois bandes de celui de g^*) sont les mêmes que celles qui sont utilisées dans la théorie de Pidgeon et Brown (73) appliquée au cas de champs magnétiques faibles. Le paramètre F de cette théorie est relié directement à P'^2. Ceci permet une détermination expérimentale de P'^2 dans GaSb : P'^2 = 10,7 eV (80) qui est en accord avec nos estimations.

- Par ailleurs, à partir des calculs de Lawaetz, on peut prévoir une valeur de P'^2 : on trouve

	InP	InAs	InSb	GaAs	GaSb
P'^2 (eV) Lawaetz	2,7	2,7	4,3	5,3	1,6

c'est-à-dire des valeurs plus faibles que celles que fournit l'expérience. Ceci montre que sa méthode de calcul ne permet pas une bonne description des propriétés de la bande de conduction des composés III-V. D'ailleurs les valeurs expérimentales de P'^2 que nous avons obtenues sont grandes : ceci confirme qu'une description par un calcul de perturbation de l'action du potentiel antisymétrique dans ces composés est discutable.

Pour tester les valeurs de P^2 que nous avons déterminées, il serait souhaitable de calculer directement l'élément de matrice $\langle S|p_x|X\rangle$ à partir des fonction d'onde des bandes de valence et de conduction. Nous n'en faisons ici qu'une estimation, à partir des fonctions d'onde obtenues par une méthode de liaisons fortes simplifiée (99). En effet cette description fournit des fonctions d'onde correctes $\phi_v(\vec{k})$ pour les bandes de valence Γ_5^v mais une fonction d'onde $\phi_c(\vec{k})$ pour la bande de conduction Γ_1^c qui donne de moins bons résultats. Ces fonctions d'onde s'écrivent pour $\vec{k}$ petit (99) (100) :

$$\phi_c(\vec{k}) = C \sum_j e^{i\vec{k}.\vec{R}_j^+}\left[\frac{1+\alpha_p}{2}\, s^+(\vec{r}-\vec{R}_j^+) - e^{i\vec{k}.\vec{a}}\frac{1-\alpha_p}{2}\, s^-(\vec{r}-\vec{R}_j^-)\right] \qquad \text{(III.15)}$$

$$\phi_v(\vec{k}) = C \sum_j e^{i\vec{k}.\vec{R}_j^+}\left[\frac{1-\alpha_p}{2}\, p^+(\vec{r}-\vec{R}_j^+) - e^{i\vec{k}.\vec{a}}\frac{1+\alpha_p}{2}\, p^-(\vec{r}-\vec{R}_j^-)\right] \qquad \text{(III.16)}$$

Le j° cation est à $\vec{R}_j^+$ de l'origine des coordonnées, le j° anion à $\vec{R}_j^-$ avec $\vec{R}_j^- = \vec{R}_j^+ + \vec{a}$. α_p est la polarité, définie par Harrison (100) (α_p=0 dans un composé symétrique). s^+ et p^+ (resp s^- et p^-) sont les fonctions d'onde atomiques de type s et p centrées sur le cation (resp l'anion).

La constante de normalisation est la même pour $\phi_c(\vec{k})$ et $\phi_v(\vec{k})$ et vaut :

$$C = \left[\sum_j \left[\frac{1-\alpha_p}{2} \right]^2 + \left[\frac{1-\alpha_p}{2} \right]^2 \right]^{1/2} \qquad \text{(III.17)}$$

si on néglige le recouvrement entre fonctions d'onde de premiers voisins.

Nous calculons $\langle \phi_c(\vec{k}) | p_x | \phi_v(\vec{k}) \rangle$. La dérivation contenue dans p_x suppose comme origine le milieu de la liaison cation-anion. Il vient :

$$\langle \phi_c(\vec{k}) | p_x | \phi_v(\vec{k}) \rangle =$$

$$C^2 \sum_j \left[\frac{1-\alpha_p^2}{4} \right] \left[\left\langle s^+(r-R_j^+) \middle| \frac{\partial p^+(r-R_j^+)}{\partial (x-x_j^+)} \right\rangle + \left\langle s^-(r-R_j^-) \middle| \frac{\partial p^-(r-R_j^-)}{\partial (x-x_j^-)} \right\rangle \right]$$

$$- \left[\frac{1+\alpha_p}{2} \right]^2 e^{i\vec{k}.\vec{a}} \left\langle s^+(r-R_j^+) \middle| \frac{\partial p^-(r-R_j^-)}{\partial x} \right\rangle - \left[\frac{1-\alpha_p}{2} \right]^2 e^{-i\vec{k}.\vec{a}} \left\langle s^-(r-R_j^-) \middle| \frac{\partial p^+(r-R_j^+)}{\partial x} \right\rangle$$

(III.18)

Si on néglige de nouveau le recouvrement des fonctions d'onde centrées sur des sites différents, l'élément de matrice se réduit au produit de la fonction $(1-\alpha_p^2)/2(1+\alpha_p^2)$ de la polarité, qui décroît lorsque α_p croît, et d'une somme d'éléments de matrice fournis par les atomes constituant le semiconducteur.

Nous avons pris pour fonctions d'onde les résultats de calculs de liaisons fortes, et avons négligé tous recouvrements, aussi dans ces hypothèses très simplificatrices ne cherchons-nous qu'un sens de variation de $\langle \phi_c(\vec{k}) | p_x | \phi_v(\vec{k}) \rangle$.

Nous utiliserons de simples considérations dimensionnelles pour estimer $\langle s^+ | \partial p^+ / \partial (x-x^+) \rangle$ et $\langle s^- | \partial p^- / \partial (x-x^-) \rangle$: nous les prendrons respectivement de l'ordre de $(a^+)^{-1}$ et $(a^-)^{-1}$ où a^+ (resp a^-) est le rayon atomique du cation (resp de l'anion) (98). La somme de ces éléments de matrice varie en sens contraire de la maille du composé.

Nous prévoyons alors que $|\langle \phi_c(\vec{k}) | p_x | \phi_v(\vec{k}) \rangle|^2$ sera d'au-

tant plus grand, pour des composés de maille comparable, comme InAs et GaSb, que α_p est plus petit. D'autre part, il sera plus grand, pour des corps de même polarité comme InSb et GaAs, si la maille est plus petite. Ses valeurs se classent selon la séquence :

$$GaSb \approx GaAs > InAs \approx InSb > InP,$$

or les valeurs de P^2 déduites de g^* décroissent selon l'ordre

$$GaAs > GaSb > InSb > InAs > InP$$

Nous interprétons donc qualitativement les valeurs relatives de P^2 dans les composés III-V. Un calcul complet de P^2 dans ce modèle nécessiterait de prendre en compte les recouvrements de fonctions d'onde entre premiers voisins, qui sont en fait importants pour les orbitales mises en jeu.

VI. CONCLUSION

Nous avons observé la première résonance directe des électrons de conduction dans GaSb. L'étude détaillée de la résonance a montré que les équations de Bloch étaient satisfaites et a confirmé l'absence d'élargissement inhomogène.

Nous avons comparé nos résultats avec les autres déterminations expérimentales du facteur g^* dans GaSb et constaté que plus les expériences sont récentes, plus les valeurs se rapprochent de la nôtre.

Nous avons pu faire un retour critique sur la théorie $\vec{k}.\vec{p}$ qui prévoit les valeurs des facteurs g^* dans les semiconducteurs III-V. Nous avons montré en particulier que l'effet de l'absence de centre de symétrie ne pouvait être traité comme une perturbation et que l'interaction entre Γ_1 et Γ_5^c influence notablement la masse effective des électrons de conduction, mais peu leur facteur de Landé.

Nos expériences de résonance ont été faites en bas champ (12 à 20 G) pour que la saturation soit importante.

Si on dispose de sources optiques plus intenses, produisant des signaux de luminescence plus grands (lasers), ou si on accumule les résultats pendant plus longtemps à l'aide d'un analyseur multicanaux, on pourra tolérer un facteur de saturation plus petit, et donc travailler à fréquence plus élevée (2GHz ou 9GHz). On aura alors une détermination plus précise du facteur g^*.

C H A P I T R E I V

EFFETS NUCLEAIRES DANS GaSb

Les études du pompage optique dans Si (1), $Ga_{1-x}Al_xAs$ (101), GaAs (103) ont montré que la polarisation des électrons par la lumière induit une polarisation des noyaux, qui à son tour modifie la polarisation des électrons. De tels effets existent également dans GaSb. Dans les études de relaxation du spin électronique du chapitre II et de résonance électronique du chapitre III on a pu négliger la contribution des noyaux au pompage optique, puisque les conditions expérimentales étaient telles que les noyaux ne pouvaient être polarisés. Dans ce chapitre au contraire nous étudions les effets de la polarisation nucléaire sur le pompage optique. Au premier paragraphe nous rappellerons que la polarisation nucléaire se traduit par un champ agissant sur les électrons, qui influence leur polarisation. Puis nous indiquerons nos résultats expérimentaux qui permettent de déterminer les champs caractéristiques de la polarisation nucléaire dans GaSb. Dans le dernier paragraphe nous comparerons leurs valeurs aux résultats de calculs microscopiques.

Nous ne présentons pas ici une étude exhaustive du système des noyaux dans GaSb : nous n'avons pas observé leurs régimes transitoires ; nous nous plaçons toujours dans le cas particulier où les polarisations électronique et nucléaire sont alignées sur Oz. Sur le plan théorique, nous supposons tous les noyaux identiques. Néanmoins nous parvenons à expliquer les effets dûs au couplage entre électrons et noyaux polarisés.

I. PREVISION DES EFFETS NUCLEAIRES

- A cause du couplage hyperfin entre électrons et noyaux [éq.(II.19)], les noyaux subissent de la part d'électrons de polarisation P, et d'aimantation parallèle à Oz, une interaction que l'on peut traduire par un champ magnétique $\vec{b}_e P$ proportionnel à P (Knight shift) de même direction (102). En présence d'un champ magnétique extérieur $\vec{B}_{ext}$ également parallèle à Oz dans nos expériences les noyaux sont donc soumis à un champ total $(\vec{B}_{ext} + \vec{b}_e P)$. En même temps l'interaction hyperfine polarise dynamiquement les noyaux proportionnellement à P. Ceux-ci exercent en retour sur les électrons un champ proportionnel à la polarisation nucléaire ; ce champ sera noté $\vec{B}_N$. Les électrons sont alors soumis à $(\vec{B}_{ext} + \vec{B}_N)$. L'étude détaillée des champs $\vec{b}_e$ et $\vec{B}_N$ a été faite par Paget (103) dans le GaAs, nous l'appliquerons au GaSb au paragraphe III. Nous nous limiterons à rappeler ici les résultats nécessaires à l'analyse de nos expériences car nous suivrons la même procédure . Nous supposerons pour simplifier que tous les noyaux sont soumis au même champ moyen $\vec{b}_e P$, et que tous les noyaux agissent sur les électrons par le même champ moyen $\vec{B}_N$. Contrairement aux effets déjà étudiés en particulier dans GaAs (103), tous les champs sont ici parallèles à Oz; nous les désignerons par leurs valeurs algébriques sur cette direction. Dans cette géométrie nous allons donner l'expression du champ nucléaire $\vec{B}_N$ et indiquer ses effets.

- La polarisation nucléaire, et le champ B_N qui lui est proportionnel, sont le résultat de l'effet combiné de l'interaction hyperfine des noyaux avec les électrons polarisés, et de l'interaction dipolaire entre noyaux (104). En effet, d'après l'hypothèse de la température de spin (104) établie par cette dernière interaction, les noyaux ne peuvent être polarisés que parallèlement à Oz et uniquement si le champ total auquel ils sont soumis n'est pas nul. B_N a alors pour expression (103) :

$$B_N = b_n P \frac{(B_z + b_e P)^2}{(B_z + b_e P)^2 + 3B_L^2} \qquad (IV.1)$$

où B_L est le champ local (41,104). La polarisation des noyaux dépend donc à la fois de la polarisation électronique P et du champ appliqué B_z. Nous examinerons plus loin la dépendance éventuelle de b_n avec le champ extérieur B_z.

- Par suite de la polarisation des noyaux, les électrons sont soumis à un champ longitudinal $B_z + B_N$ différent du champ extérieur appliqué. La polarisation des noyaux est ainsi mise en évidence dans les expériences dans lesquelles la polarisation des électrons dépend du champ longitudinal :

. au chapitre II nous avons vu que la polarisation des électrons varie dans un champ longitudinal car le temps de relaxation de spin des électrons est fonction de B_z. Nous observons une modification de cette variation en présence de polarisation nucléaire.

. au chapitre III, nous avons exposé la détection optique de la résonance électronique. Lorsque les noyaux sont polarisés, la résonance est déplacée, puisqu'elle se produit alors pour B_z tel que $g^* \mu_B (B_z + B_N) = \hbar\omega_o$.

Nous analyserons ces expériences au paragraphe II. Nous y ferons la preuve que ce sont bien les noyaux qui sont à l'origine des effets obtenus, puisque nous avons pu observer sur le signal de luminescence polarisée la double résonance des électrons et des noyaux.

II. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Tous les résultats exposés ici ont été obtenus sur l'échantillon C le moins concentré en accepteurs : les effets dûs aux noyaux sont très peu marqués sur les autres échantillons. Dans les expériences décrites aux chapitres II et III, la rotation de la lame quart d'onde sur le faisceau d'excitation, à 70 Hz, entraîne une variation

rapide du sens de l'aimantation électronique. Dans ces conditions les effets de polarisation nucléaire ne se manifestent pas. Ceci fixe une borne inférieure de $1/(2\pi.70) \approx 3$ ms au temps de relaxation des noyaux .

Nous observons maintenant les effets de la polarisation nucléaire. Pour cela l'échantillon est excité par une lumière polarisée circulairement qui conserve le même sens pendant la durée de l'expérience : la lame quart d'onde sur le faisceau d'excitation reste fixe. Le sens de l'aimantation électronique ne varie pas, et une polarisation nucléaire peut s'établir. La rotation de la lame quart d'onde du faisceau de réception permet l'observation directe du signal de luminescence polarisée $L_{F+} - L_{F-}$.

1. Variation de la polarisation électronique avec B_z

La figure 8 compare l'augmentation de P avec B_z à 4,2 K en l'absence de polarisation des noyaux (courbe (a) : lame quart d'onde tournante sur le faisceau d'excitation) et en présence de polarisation nucléaire (courbe (b) : lame quart d'onde tournante sur le faisceau de luminescence). Alors que la courbe (a) obtenue en l'absence de polarisation nucléaire a une forme lorentzienne symétrique, la dissymétrie de la courbe (b) traduit l'effet important des noyaux sur la polarisation électronique. Nous avons vu au chapitre II que la courbe (a) peut être décrite par :

$$P = P_\infty - \frac{P_\infty - P(0)}{1 + \left(\frac{B_{z\,\text{total}}}{\Delta B_z} \right)^2} \qquad \text{(IV.2)}$$

$B_{z\,\text{total}}$, champ total auquel sont soumis les électrons, étant dans ce cas égal au champ extérieur appliqué B_z. La polarisation des noyaux entraîne l'action sur les électrons du champ longitudinal supplémentaire B_N donné par l'équation (IV.1) qui s'ajoute algébriquement à B_z et dont le signe ne dépend que de celui de P. La forme théorique de la courbe (b) s'obtiendra en résolvant le système couplé

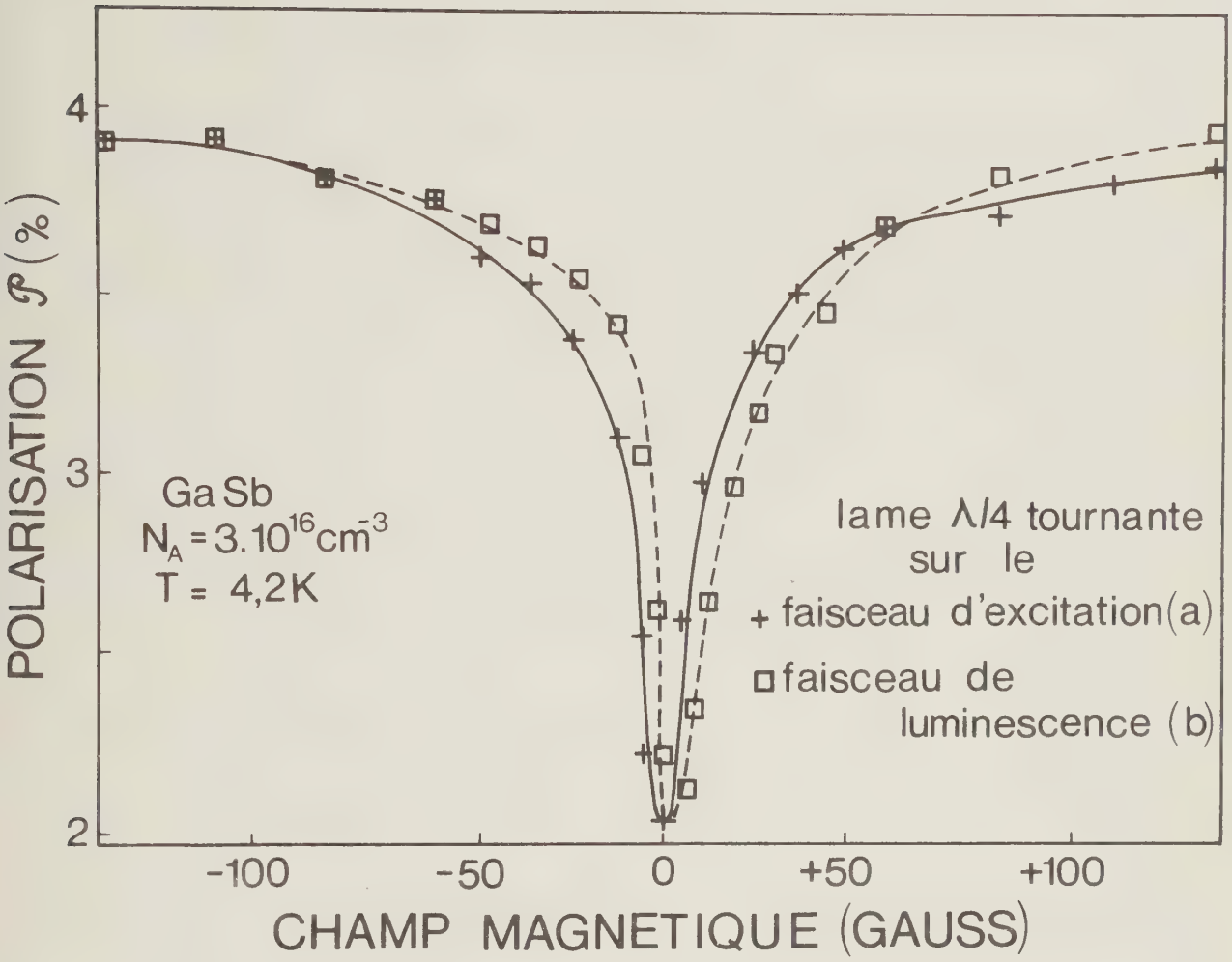


FIGURE 8 : VARIATION DE LA POLARISATION DE LA LUMINESCENCE EN FONCTION D'UN CHAMP MAGNETIQUE LONGITUDINAL APPLIQUE .

Courbe (a) : les noyaux ne sont pas polarisés

(b) : les noyaux sont polarisés.

$$\begin{cases} P = P_\infty - \dfrac{P_\infty - P(0)}{1 + \left(\dfrac{B_z + B_N}{\Delta B_z}\right)^2} \\ B_N = b_n P \dfrac{(B_z + b_e P)^2}{(B_z + b_e P)^2 + 3B_L^2} \end{cases} \qquad \text{(IV.3)}$$

L'élimination de B_N entre ces deux équations fournit une équation du septième degré en P qui n'est pas soluble analytiquement. En revanche, nous avons cherché à décrire les courbes expérimentales $P(B_z)$ par les équations (IV.3). Dans des conditions données, on détermine par approximations successives trois paramètres : b_n, b_e, B_L^2, puisque $P(0)$, P_∞ et B_z sont tirés des courbes obtenues en l'absence de polarisation nucléaire. Nous allons voir que b_n, b_e, B_L^2 sont indépendants des conditions expérimentales, et caractérisent donc le système des noyaux. La direction de propagation de la lumière est celle des z croissants. Le signe de la polarisation circulaire de la lumière excitatrice (σ^-) impose le signe de P (P positif).

. la courbe (a) symétrique nous donne $P(0)$, P_∞ , ΔB_z
ici $P(0) = 4{,}0.10^{-2}$, $P_\infty = 11.10^{-2}$, ΔB_z = 10 G à 4,2 K.

. de la courbe (b) nous tirons alors b_n, b_e, B_L
Nous obtenons les valeurs suivantes :
b_n = - 140 G, b_e = - 70 G, B_L = 11 G à 4,2 K.

Pour arriver à un meilleur accord avec la courbe expérimentale (b), il est nécessaire de prendre ΔB_z = 12 G, légèrement différent de la valeur tirée de la courbe (a) symétrique. Compte tenu de la précision de l'ordre de 15% sur les valeurs déterminées, les deux valeurs de ΔB_z sont peu éloignées. La figure 26 compare la variation expérimentale de $P(B_z)$ avec la courbe théorique prévue par les équations (IV.3) .

Remarquons que les valeurs exactes de B_N, comme celles de P, dépendent légèrement de l'expérience, car, comme on l'a indiqué au chapitre II, T_1 est sensible à l'état de l'échantillon. En revanche b_n conserve la même valeur.

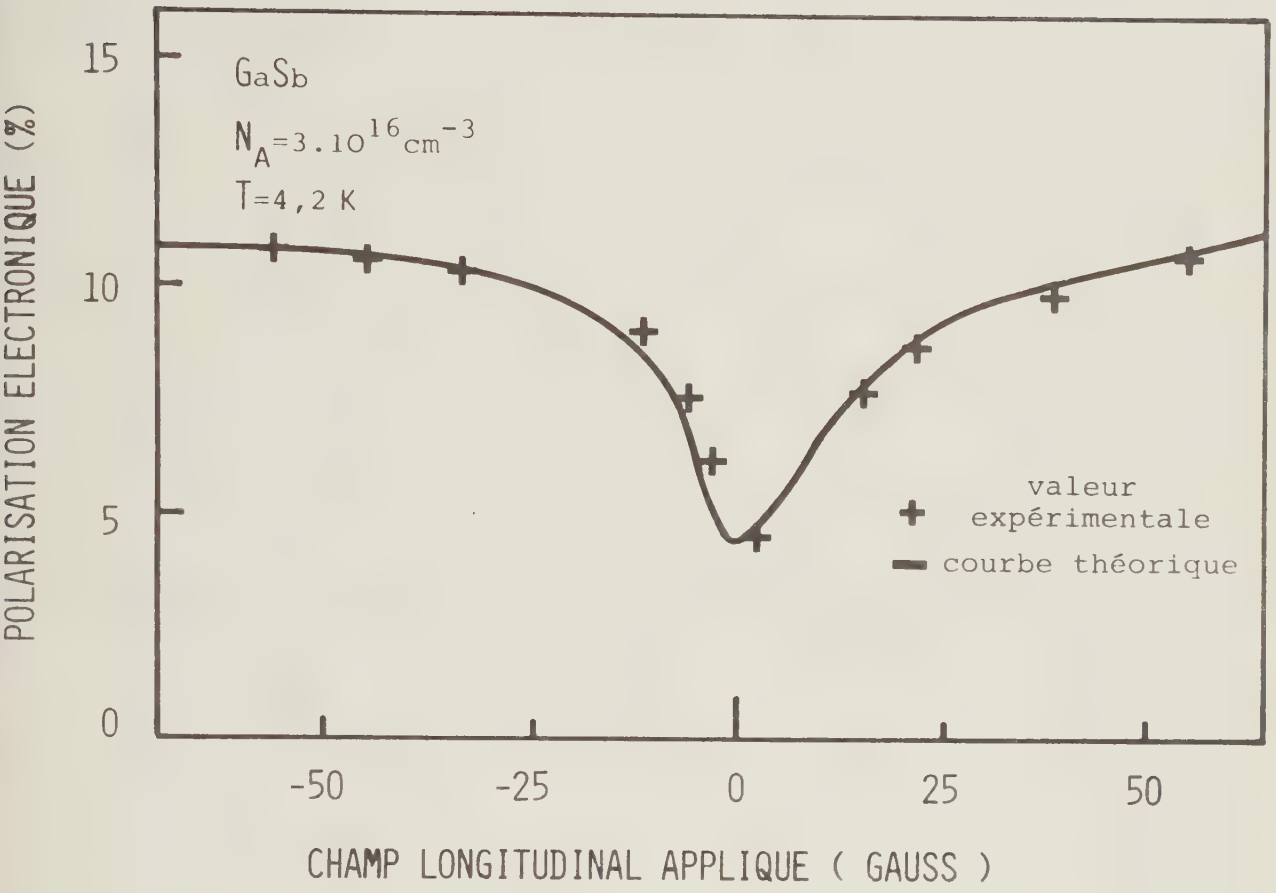


FIGURE 26 : VARIATION DE LA POLARISATION ELECTRONIQUE P AVEC LE CHAMP LONGITUDINAL APPLIQUE B_z .
La courbe théorique représente la fonction

$$P = P_\infty - \frac{P_\infty - P(0)}{1 + \left(\frac{B_z + B_N}{\Delta B_z}\right)^2}$$

avec : $P(0) = 4. 10^{-2}$

$P_\infty = 11,2 . 10^{-2}$

$\Delta B_z = 12$ G

Cette évaluation des paramètres a été répétée au cours d'expériences effectuées sur le même échantillon à plus forte énergie d'excitation et à des températures différentes.

Lorsque l'électron est excité à 90 meV au-dessus du bas de la bande de conduction, la courbe $P(B_z)$ est également dissymétrique ; on tire de cette courbe les mêmes paramètres que ceux obtenus pour une excitation au bas de la bande de conduction. Ceci montre que le couplage entre électrons et noyaux se produit dans l'état thermalisé, où les électrons sont en partie piégés sur les donneurs.

Il n'est possible d'observer des effets dûs aux noyaux sur la variation de la polarisation électronique en fonction d'un champ magnétique longitudinal qu'à des températures assez basses, pour lesquelles la polarisation électronique varie avec le champ longitudinal total. Comme on l'a vu au chapitre II, la largeur ΔB_z de l'accroissement de P avec le champ longitudinal croît avec la température. Par conséquent les formes des courbes dissymétriques obtenues à diverses températures en présence de noyaux polarisés sont différentes.

On vérifie qu'avec le même jeu de paramètres b_n, b_e, B_L, on retrouve les courbes expérimentales $P(B_z)$ alors que $P(0)$, P_∞ et ΔB_z varient avec la température.

$$\left.\begin{array}{l}\text{à } 1{,}5 \text{ K} \\ 3 \text{ K} \\ 5{,}5 \text{ K}\end{array}\right\} \quad \begin{array}{l} b_n = -140 \text{ G} \\ b_e = -70 \text{ G} \\ B_L = 11 \text{ G}\end{array}$$

A toutes ces températures, B_N a pour valeur numérique

$$B_N(G) = -140\, P \frac{(B_z - 70\, P)^2}{(B_z - 70\, P)^2 + 363} \qquad \text{(IV.4)}$$

Les valeurs trouvées pour b_n et b_e seront comparées aux valeurs théoriques au paragraphe III. Nous pouvons faire les remarques suivantes sur l'expression (IV.4) :

. en champ B_z nul, $|b_e|P$ est de l'ordre de $70.4.10^{-2} \approx 3$ G,

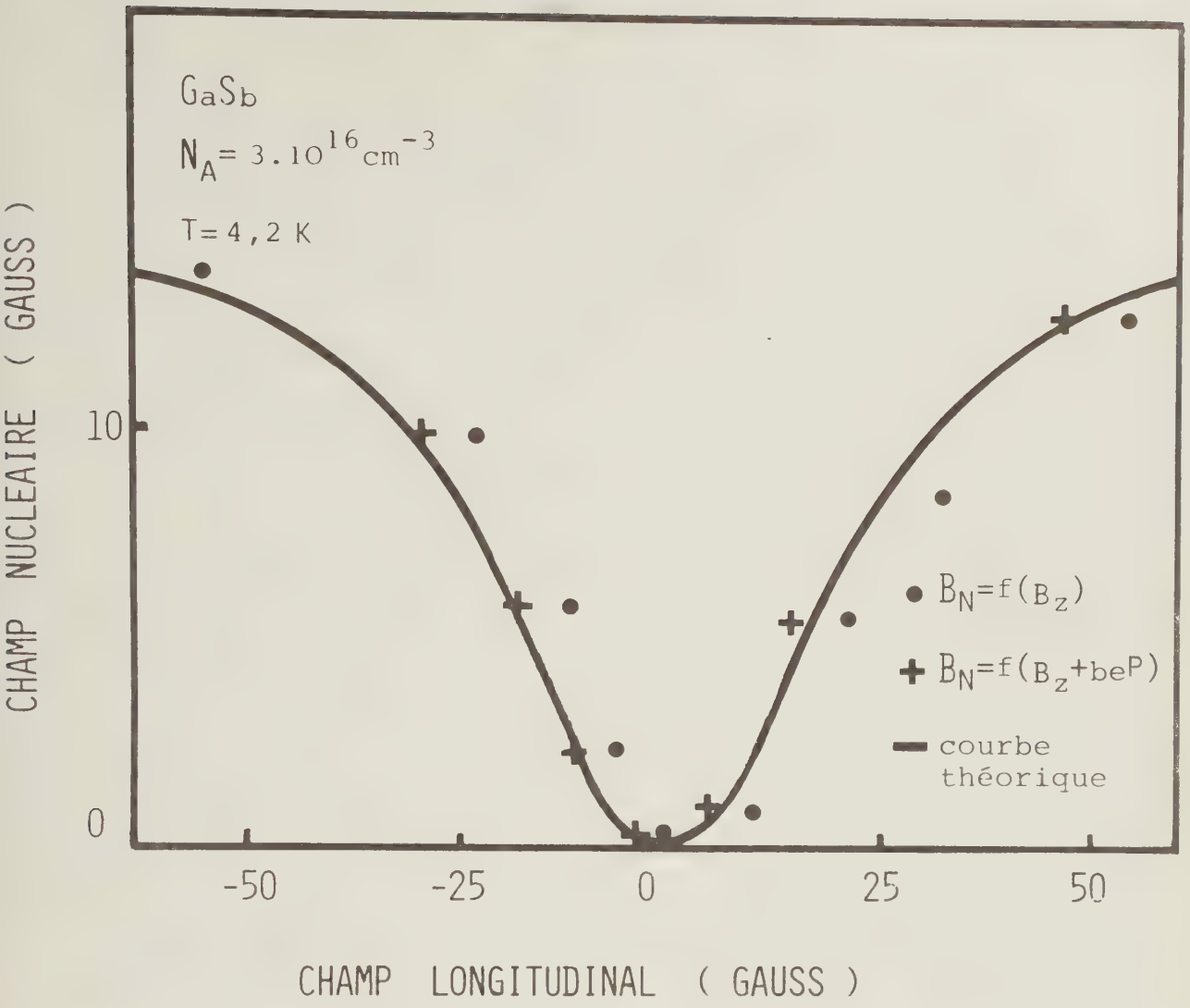


FIGURE 27 : VARIATION DU CHAMP NUCLEAIRE B_N AVEC LE CHAMP LONGITUDINAL APPLIQUE B_z (•) ET AVEC LE CHAMP LONGITUDINAL TOTAL $B_z + b_e P$ (+)

L'expression $$B_N = b_n P \frac{(B_z + b_e P)^2}{(B_z + b_e P)^2 + 3 B_L^2}$$

avec $b_n = -140$ G , $b_e = -70$ G , $B_L = 11$ G , est utilisée pour tracer la courbe théorique. Les valeurs de B_N sont obtenues en ajustant au mieux les valeurs expérimentales de la polarisation P avec la fonction :

$$P = P_\infty - \frac{P_\infty - P(0)}{1 + \left(\frac{B_z + B_N}{\Delta B_z}\right)^2}$$

donc tant que B_z n'excède pas 20 G, le champ que les électrons exercent sur les noyaux est comparable à B_z. Le champ électronique $b_e P$ ne peut donc être négligé dans l'étude du système électrons-noyaux.

. en champ B_z nul, le champ B_N que les électrons subissent de la part des noyaux est non nul, à cause de la présence du champ électronique. B_N s'annule pour un champ B_z, de l'ordre de + 4 G, pour lequel $B_z = - b_e P$.

Les valeurs de B_N obtenues à partir d'une courbe $P(B_z)$, pour quelques valeurs du champ extérieur B_z sont portées sur la figure 27 où l'on a également représenté B_N en fonction de B_z - 70 P. La courbe théorique traduit l'expression (IV.4). La plus grande valeur de B_N, pour $|B_z| \gg B_L$ est de $b_n P_\infty$, soit environ 15 G.

. Le dépouillement a supposé que b_n était indépendant du champ B_z. En réalité dans des champs grands devant ΔB_z, la précision sur la détermination de b_n devient insuffisante car l'influence des noyaux est alors négligeable. Une dépendance de b_n dans des champs grands ne peut être exclue.

Nous venons de montrer que B_N prend des valeurs de quelques gauss pour les polarisations nucléaires réalisées : par exemple pour un champ extérieur de 12 G, on déduit de la courbe $P(B_z)$ que B_N vaut 1 G ou 5 G selon le sens du champ. Le champ B_N déplace la résonance électronique de façon appréciable, comme on va le voir au paragraphe suivant.

2. Déplacement de la résonance électronique

En présence de polarisation nucléaire, le champ de résonance électronique est déplacé [Fig.22 courbes b) et c)]. La résonance est effectuée à la fréquence de 150 MHz, où l'on avait observé la résonance non déplacée pour 11,75 G. Des expériences faites à 1,7 K on tire les résultats suivants :

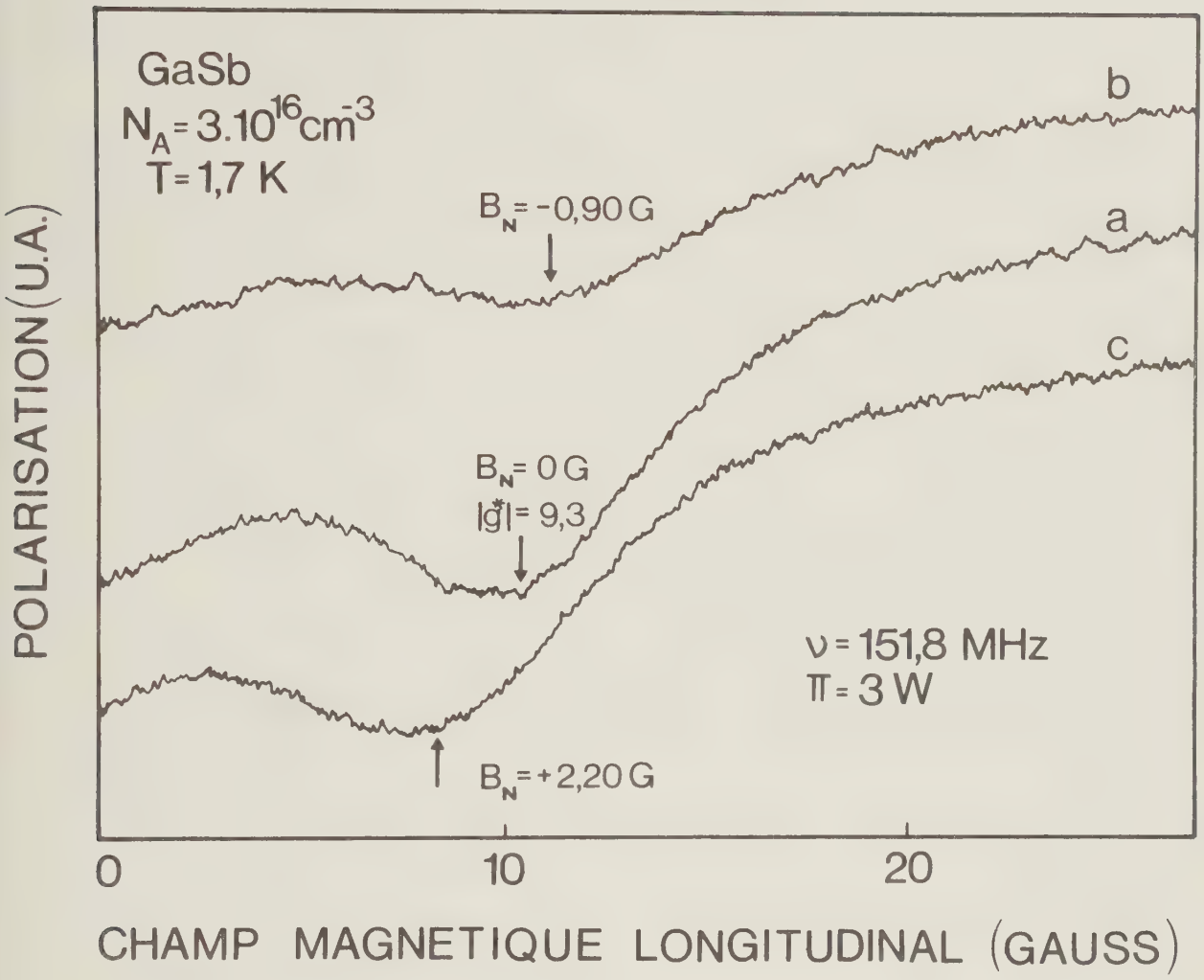


FIGURE 22 : RESONANCE ELECTRONIQUE DANS L'ECHANTILLON C DE GaSb.
Le sens du champ longitudinal est le même pour les 3 courbes. La courbe a est obtenue en modulant la polarisation devant l'échantillon. L'excitation lumineuse est σ_- pour la courbe b, σ_+ pour la courbe c.

- Le déplacement dépend du sens du champ. Il est d'environ 2 G pour le sens du champ correspondant à la variation la plus rapide de la polarisation, de 1 G environ dans l'autre sens du champ. Les valeurs exactes dépendent de l'expérience.

- Si on incline la lame quart d'onde d'excitation pour diminuer la polarisation des électrons, les déplacements diminuent : par exemple, en excitation σ_+, pour les champs extérieurs pour lesquels auront lieu les résonances déplacées, en l'absence d'hyperfréquence les polarisations électroniques sont de :

$15{,}5.10^{-2}$ $(B_z<0)$ et $13{,}5.10^{-2}$ $(B_z>0)$

on observe :

$B_N = -2{,}8$ G $(B_z<0)$ $B_N = -1{,}2$ G $(B_z>0)$

Si l'on divise ces polarisations électroniques par 2, les déplacements sont alors de :

$B_N = -2{,}1$ G $(B_z<0)$ $B_N = -0{,}7$ G $(B_z>0)$

- Lorsque la puissance radiofréquence augmente, les déplacements diminuent également.

- Les formes des signaux sont élargies et dissymétriques, la résonance à fort champ étant très élargie vers les champs élevés.

En première analyse, il est facile de comprendre que, B_N étant une fonction croissante de P, si la polarisation électronique est plus faible, B_N diminuera. C'est bien ce qu'on observe.

Pour interpréter quantitativement les résultats de résonance en présence de polarisation nucléaire, on doit résoudre le système couplé :

$$\begin{cases} P = \left[P_\infty - \dfrac{P_\infty - P(0)}{1 + \left(\dfrac{B_z + B_N}{\Delta B_z} \right)^2} \right] \dfrac{\Delta B_x^2 + (B_z + B_N - B_0)^2}{(T_{1*}/T_{2*}) B_1^2 + \Delta B_x^2 + (B_z + B_N - B_0)^2} \\ B_N = b_n P \dfrac{(B_z + b_e P)^2}{(B_z + b_e P)^2 + 3B_L^2} \end{cases} \qquad \text{(IV.5)}$$

où, comme précédemment, B_0 est le champ de résonance lorsque les noyaux ne sont polarisés, B_1 est l'amplitude du champ tournant radiofréquence, et ΔB_x la largeur Hanle : $\Delta B_x = \frac{1}{\gamma T_{2*}}$.

Nous nous limiterons à une analyse qualitative des résultats expérimentaux :

- B_N n'a pas la même valeur pour les deux sens du champ puisque P n'a pas la même valeur et que de plus $b_e P$, de signe fixe, s'ajoute au champ extérieur B_z dont le signe est modifié.

- B_N décroît en même temps que la polarisation électronique P, soit parce que l'excitation n'est pas circulaire, soit parce que la saturation de la résonance électronique est plus grande.

- Les valeurs de B_N tirées du déplacement de la résonance sont plus faibles que celles qu'on déduit de la courbe dissymétrique $P(B_z)$ étudiée au paragraphe précédent: B_N est déterminé par la valeur de P compte tenu de la résonance. Dès que la saturation se manifeste, P diminue ; B_N, qui varie comme P^3 en champ extérieur faible, diminue encore plus rapidement que P.

  Nous avons utilisé les valeurs de b_n, b_e, B_L déterminées à partir des courbes $P(B_z)$ dissymétriques, en l'absence de résonance :

$$\begin{cases} b_n = -\ 140\ G \\ b_e = -\ 70\ G \\ B_L = \quad 11\ G \end{cases}$$

  et la valeur $\Delta B_z = 16$ G associée à la courbe dissymétrique observée dans les mêmes conditions que la courbe résonnante, pour calculer à l'aide de (IV.5) le déplacement B'_N de la résonance électronique. D'après les résultats de saturation de la résonance en l'absence de polarisation nucléaire, nous prendrons :

$$(T_{1*}/T_{2*}) B_1^2 \approx \Delta B_x^2 \approx 6\ G^2$$

Nous comparons le déplacement B'_N calculé avec la valeur expérimentale B_N

	$B_z < 0$	$B_z > 0$
B'_N	-3,5 G	-1,6 G
B_N	-2,8 G	-1,2 G

Nous avons également calculé B'_N lorsque la polarisation est diminuée par inclinaison de la lame quart d'onde

	B_z 0	$B_z > 0$
B'_N	-2,1 G	-1,2 G
B_N	-2,1 G	-0,7 G

Compte tenu de l'imprécision sur les valeurs des champs b_n, b_e, B_L, ΔB_z, l'accord entre valeurs calculées et mesurées est satisfaisant.

D'autre part, nous avons calculé à l'aide des équations (IV.5) et des mêmes paramètres quelques valeurs de la polarisation sur la courbe de résonance, placés sur la figure 28. L'accord est excellent sauf pour les forts $B_z < 0$ où le calcul donne un B'_N qui croît trop rapidement avec B_z.

Dans l'ensemble, les valeurs des champs tirées de l'expérience de variation de la polarisation électronique avec le champ longitudinal B_z permettent une interprétation quantitative des résultats de résonance électronique déplacée, mathématiquement compliqués.

Pour confirmer le rôle des noyaux dans les effets exposés, nous avons cherché à observer leur résonance sur le signal de polarisation de la luminescence, comme cela a été fait dans $Ga_xAl_{1-x}As$ (101) et GaAs (103). Nous allons expliquer dans le paragraphe ci-dessous que cela n'est pas possible dans notre échantillon de GaSb. Nous avons néanmoins pu observer la résonance des noyaux en

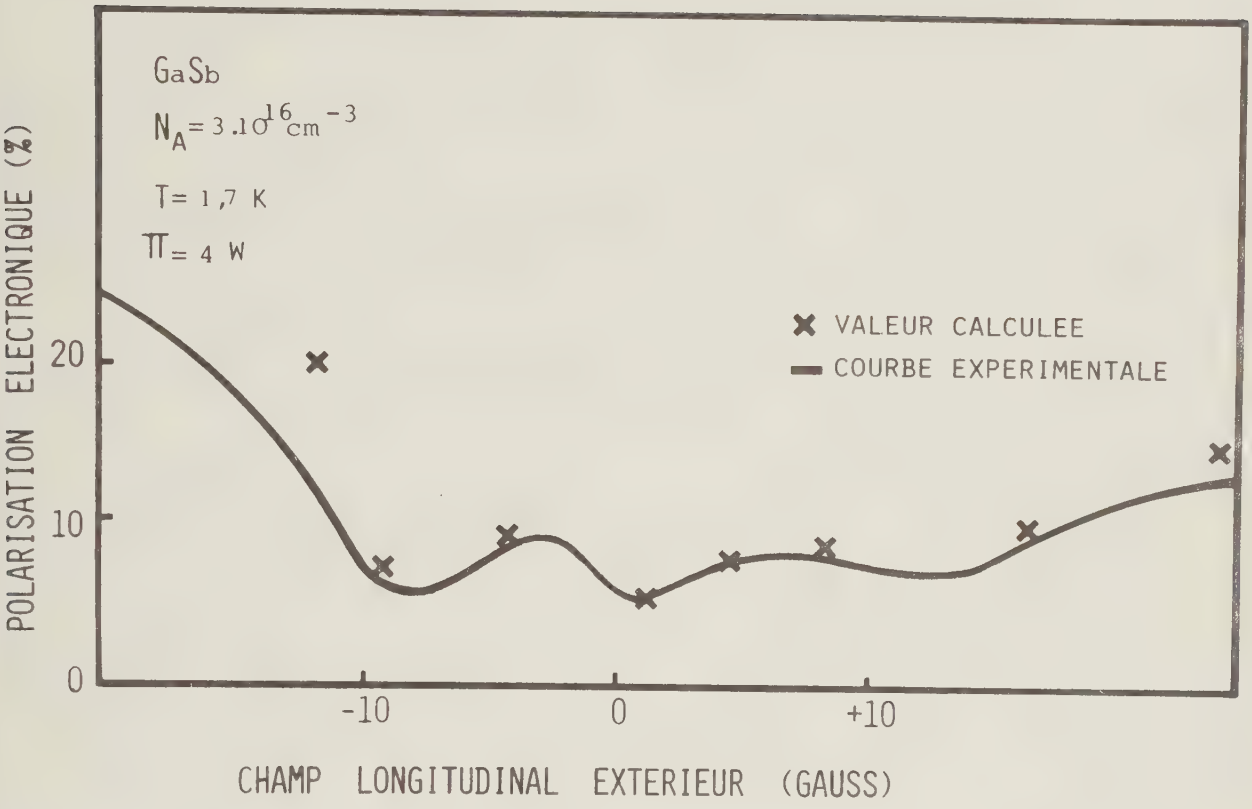


FIGURE 28 : COURBE DE RESONANCE EN PRESENCE DE POLARISATION NUCLEAIRE .

On a utilisé les valeurs suivantes :

$b_n = -140$ G

$b_e = -70$ G

$B_L = 11$ G

$\Delta B_z = 16$ G

$(T_{1*}/T_{2*})\ B_1^2 \simeq \Delta B_x^2 \simeq 6\ G^2$

pour calculer les points indiqués X sur la figure.

effectuant une expérience de double résonance électronique et nucléaire.

3. Résonance nucléaire directe

A la différence de GaAs et $Ga_{1-x}Al_xAs$, où le champ nucléaire b_n est de plusieurs kG (101)(103), dans GaSb nous avons mis en évidence un champ nucléaire qui vaudrait à polarisation complète 140 G ($|b_n|$ = 140 G).

- Dans un champ longitudinal B_z de l'ordre de ΔB_z, donc aussi de l'ordre de B_L, la polarisation électronique P est très sensible à B_N. Mais la résonance nucléaire est difficile à observer : elle est affaiblie et élargie car le champ de résonance est de l'ordre du champ local B_L.
- Si au contraire on se place dans un champ extérieur beaucoup plus grand que B_L, la résonance nucléaire ne peut être observée sur la polarisation de la luminescence car $B_N = |b_n|P \approx 20$ G est trop faible devant le champ extérieur.

C'est pour ces raisons que nous n'avons pas pu observer directement la résonance nucléaire sur le signal de luminescence polarisée, et que nous l'avons mise en évidence dans une expérience de double résonance.

4. Double résonance électronique et nucléaire

Nous irradions l'échantillon avec la source radiofréquence à 150 MHz, saturons la résonance des noyaux par un champ oscillant audiofréquence transverse, de fréquence comprise entre 0 et 100 kHz, et balayons le champ magnétique longitudinal. Les signaux obtenus pour un même sens du champ B_z ($B_z > 0$) à différentes fréquences du champ audiofréquence sont représentés sur la figure 29. On remarque à la fois le déplacement de la résonance et les changements de la forme des signaux de résonance. Ces effets sont maximums pour des audiofréquences de l'ordre de 10 à 30 kHz comme l'indique la figure 30 qui est le dépouillement des

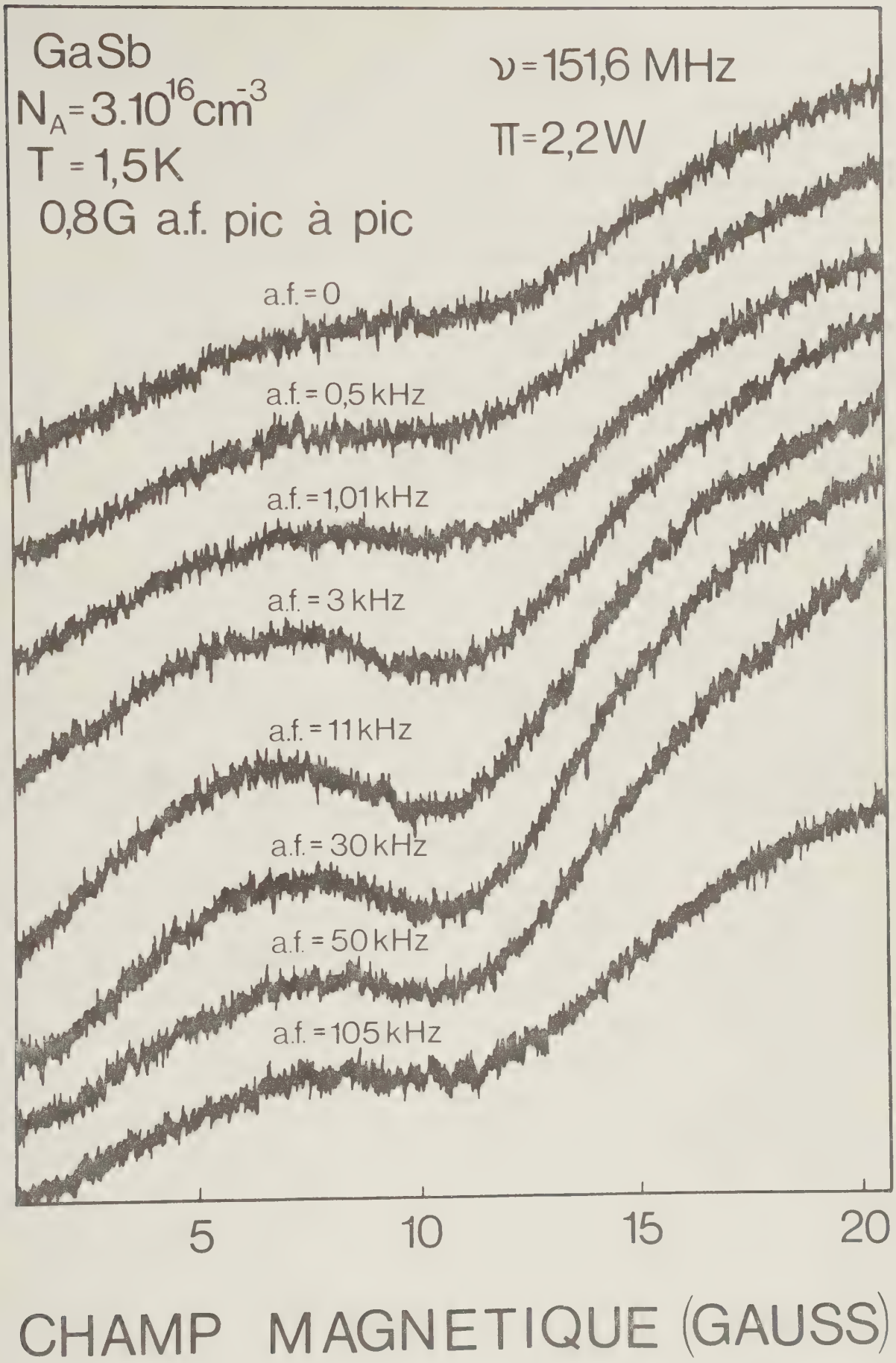


FIGURE 29 : DOUBLE RESONANCE ELECTRONIQUE ET NUCLEAIRE DANS GaSb

courbes de double résonance. On les observe pour une amplitude du signal a.f. de 1 gauss environ.

On a vérifié par ailleurs que lorsqu'on module la polarisation devant l'échantillon, les formes des courbes de résonance obtenues en présence et en absence d'audiofréquence sont exactement superposables.

L'ensemble de ces résultats expérimentaux de double résonance peut s'interpréter de la façon suivante :

- La résonance électronique se produit pour un champ de 12 G environ. Dans ce champ les fréquences de résonance des différents noyaux de GaSb sont théoriquement de :

Ga^{69} = 12,2 kHz

Ga^{71} = 15,6 kHz

Sb^{121} = 12,2 kHz

Sb^{123} = 6,6 kHz

Cependant, le champ de résonance est de l'ordre du champ local (on a déterminé B_L = 11 G) ; de plus la répartition des champs électroniques $b_e P$ sur les différents noyaux est inhomogène. Aussi s'attend-on à ce que toutes ces résonances nucléaires soient mal définies.

- La courbe de double résonance obtenue à 15 kHz par irradiation par un champ audiofréquence d'amplitude de 1 G est strictement identique à la courbe de résonance obtenue en modulant la polarisation devant l'échantillon. Donc avec 1 G a.f. on supprime complètement la polarisation des noyaux, la saturation est complète.

- La variation du déplacement de la résonance électronique traduit directement la variation de la polarisation nucléaire avec l'a.f.

- Lorsqu'on détruit la polarisation des noyaux, la courbe de résonance électronique passe de la courbe c) de la figure 22 à la courbe a) de cette figure, pour le sens du champ extérieur appliqué : on voit que le signal de résonance électronique est d'autant plus grand que les noyaux sont moins polarisés.

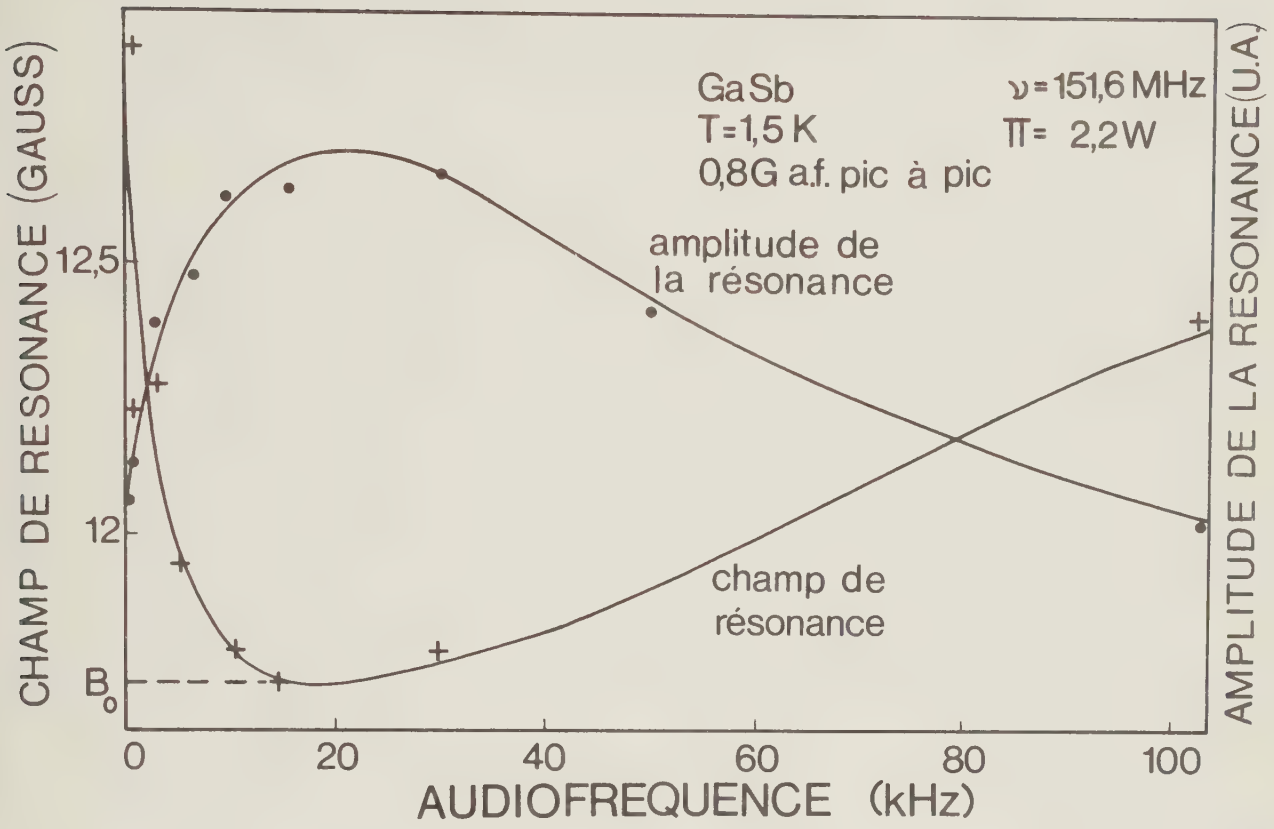


FIGURE 30 : RESULTATS DE DOUBLE RESONANCE ELECTRONIQUE ET NUCLEAIRE DANS GaSb EN FONCTION DE L'AUDIO-FREQUENCE.
La radiofréquence est maintenue fixe à ν = 151,6 MHz. B_o est le champ de résonance des électrons à cette fréquence en l'absence de polarisation des noyaux.

La figure 30 qui montre le déplacement et la hauteur du signal de résonance électronique en fonction de l'a.f. traduit la résonance nucléaire. Cette dernière se produit dans un champ de l'ordre de B_L, aussi est-elle très élargie.

La hauteur du signal de résonance nucléaire serait théoriquement calculable à partir du système d'équations couplées décrivant :

. la résonance électronique
. la résonance nucléaire en bas champ et dans l'hypothèse de la température de spin

Etant donnée la complexité de ce système, nous nous limiterons à l'analyse qualitative faite ci-dessus.

Cette expérience de double résonance apporte donc la preuve que les noyaux sont à l'origine des effets de dissymétrie observés dans le pompage optique de GaSb. Il nous reste à comparer les valeurs de b_n, b_e, B_L déduites des expériences avec la théorie, c'est ce qui sera fait dans la discussion du paragraphe III.

III. DISCUSSION

Nous comparerons d'abord les valeurs de B_L, b_n et b_e déduites de nos expériences avec celles que l'on peut évaluer à partir des données sur les noyaux de GaSb. Nous donnerons ensuite une estimation des temps de relaxation nucléaires.

1. Calcul de B_L, b_n et b_e

(a) Le champ local B_L a été trouvé égal à 11 G. Des résultats de résonance nucléaire en haut champ on estime dans GaSb la valeur du second moment M_2 comprise entre 6,2 G^2 et 8,4 G^2 selon les noyaux (105). Pour un réseau cubique

$$B_L^2 = \frac{5}{3} M_2, \text{ ce qui donnerait } B_L \approx 3{,}5 \text{ G} .$$

Mais nos expériences ont été réalisées en bas champ,

aussi peut-on considérer tous les noyaux du réseau comme identiques. Au hamiltonien dipolaire tronqué qui intervient dans B_L s'ajoutent des termes supplémentaires, ce qui augmente sa valeur (103). L'ordre de grandeur trouvé pour B_L est donc acceptable.

(b) A partir du hamiltonien d'interaction hyperfine de contact :

$$\mathcal{H}_1 = \frac{\mu_o}{4\pi} \cdot \frac{8\pi}{3} (g_o \mu_B) (\gamma_{n\alpha} \hbar) \vec{I}_\alpha . \vec{S} \delta(\vec{r}_I) \qquad \text{(IV.6)}$$

entre le noyau α de moment magnétique $\vec{I}_\alpha$ et de rapport gyromagnétique $\gamma_{n\alpha}$, situé à $\vec{r} = \vec{r}_I$ de l'électron de spin $\vec{S}$, il est possible de calculer la polarisation nucléaire et les champs b_n et b_e (g_o est le facteur de Landé de l'électron libre, $g_o = 2$).

- Le terme $(1/2)(I_{\alpha+}S_- + I_{\alpha-}S_+)$ du produit $\vec{I}\vec{S}$, qui est à l'origine du retournement simultané des spins électronique et nucléaire, permet la polarisation des noyaux. Paget a montré (103) que la valeur moyenne $\langle \vec{I}_\alpha \rangle$ du spin nucléaire est porté par la direction z de l'aimantation électronique. Sa valeur algébrique est reliée à la polarisation électronique P, lorsque P est petit devant 1, et pour des champs extérieurs faibles, par

$$\langle I_{z\alpha} \rangle = \langle I_\alpha \rangle = \frac{2}{3} I_\alpha (I_\alpha + 1) P \qquad \text{(IV.7)}$$

En réalité la valeur moyenne $\langle I_{z\alpha} \rangle$ peut se trouver réduite si des mécanismes de relaxation (relaxation des noyaux par des impuretés paramagnétiques ou les trous non polarisés, interaction hyperfine avec les trous piégés,...) font tendre la polarisation nucléaire vers la polarisation thermodynamique d'équilibre, voisine de zéro pour les champs magnétiques utilisés. Cette fuite se traduit par un temps de relaxation $T_{1\alpha}^{N'}$, alors que l'interaction hyperfine avec les électrons polarise les noyaux en un temps $T_{1\alpha}^{N}$.

La polarisation $\langle I_{z\alpha} \rangle$ vaut alors (106) :

$$\langle I_{z\alpha} \rangle = \frac{2}{3} I_\alpha (I_\alpha + 1) f P \qquad \text{(IV.8)}$$

avec $f = \dfrac{T^{N'}_{l\alpha}}{T^{N}_{l\alpha} + T^{N'}_{l\alpha}}$, f étant le facteur de fuite.

La fonction d'onde orbitale de l'électron, normalisée au volume du cristal, s'écrit :

$$\psi(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} u_{\vec{k}}(\vec{r}) f(\vec{r}) \qquad \text{(IV.9)}$$

où $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ est la fonction de Bloch, et

$f(\vec{r}) = \dfrac{1}{\sqrt{V}}$ (IV.10) si l'électron est libre dans la bande de conduction

$f(\vec{r}) = \dfrac{1}{\sqrt{\pi a^{*3}_{o}}} e^{-r/a^{*}_{o}}$ (IV.11), si l'électron est lié sur un donneur.

V est le volume du cristal

a^{*}_{o} le rayon de Bohr du donneur, qui vaut d'après la théorie de la masse effective :

$$a^{*}_{o} = \frac{\hbar^2 \, 4\pi\varepsilon_o\varepsilon_r}{m^* e^2} \qquad \text{(IV.12)}$$

ε_r est la constante diélectrique statique, $\varepsilon_r = 14$ et $a^{*}_{o} = 180$ Å dans GaSb.

Nous introduisons deux quantités, η_α et $d_{\Omega\alpha}$:

$\eta_\alpha = |u_{\vec{k}}(\vec{r}_I)|^2$ traduit le piquage de la fonction d'onde électronique sur le site du noyau ; $d_{\Omega\alpha} = \eta_\alpha/\Omega$ où Ω est le volume de la cellule unité ($\Omega = \frac{1}{4} a^3 = 56{,}6$ Å^3 dans GaSb, a étant l'arête cube élémentaire).

(c) Par intégration sur la variable orbitale de $\mathcal{H}_1$, on obtient un hamiltonien qui n'agit que sur la variable spin

$$\mathcal{H}^{*}_{l\alpha} = \frac{\mu_o}{4\pi} \cdot \frac{8\pi}{3}(g_o\mu_B)(\gamma_{n\alpha}\hbar)\vec{I}_\alpha \cdot \vec{S}\eta_\alpha \left[f(r_I)\right]^2 \qquad \text{(IV.13)}$$

On peut considérer sa valeur moyenne comme un hamiltonien Zeeman de deux façons :

- Si on cherche le champ que subit un électron de la part de tous les noyaux α, on écrira :

$$\mathcal{H}^{*}_{l\alpha} = g^{*}\mu_B \vec{S} \cdot \vec{B}_{N\alpha} \qquad \text{(IV.14)}$$

où $\vec{B}_{N\alpha} = \int \frac{\mu_o}{4\pi} \cdot \frac{8\pi}{3} \frac{g_o}{g^*}(\gamma_{n\alpha}\hbar)\eta_\alpha \left[f(r_I)\right]^2 \langle \vec{I}_\alpha \rangle \frac{dV}{\Omega}$ (IV.15)

On suppose que $\langle \vec{I}_\alpha \rangle$ est indépendant de r_I.

Si les électrons sont libres dans le cristal, il vient :

$$B^c_{N\alpha} = \frac{\mu_o}{4\pi} \cdot c_\alpha \cdot \frac{8\pi}{3} \frac{g_o}{g^*}(\gamma_{n\alpha}\hbar) \cdot \frac{\eta_\alpha}{V} \cdot \frac{V}{\Omega} \langle I_\alpha \rangle \qquad \text{(IV.16)}$$

$$= \frac{\mu_o}{4\pi} \cdot c_\alpha \cdot \frac{8\pi}{3} \frac{g_o}{g^*}(\gamma_{n\alpha}\hbar) d_{\Omega\alpha} \frac{2}{3} I_\alpha(I_\alpha+1) fP \qquad \text{(IV.17)}$$

$$= b^c_{n\alpha} P$$

c_α est l'abondance relative en noyaux α.

Au contraire, un électron piégé sur une impureté subit de la part des noyaux situés à une distance comprise entre r_I et r_I+dr_I un champ :

$$dB^p_{N\alpha}(r_I) = b^c_{n\alpha} P \frac{e^{-2r_I/a_o^*}}{\pi a_o^{*3}} 4\pi r_I^2 dr_I \qquad \text{(IV.18)}$$

Paget (103) a montré que ce sont les noyaux situés à une distance comprise entre a_o^* et $2a_o^*$ de l'impureté qui contribuent le plus par noyau à B_N , et qu'ils créent un champ de l'ordre de $B^c_{N\alpha}$.

- On calcule le champ que subit un noyau α de la part des électrons en posant :

$$\mathcal{H}^*_{l\alpha} = - \gamma_{n\alpha}\hbar \vec{I}_\alpha . \vec{B}_{e\alpha} \qquad \text{(IV.19)}$$

. si les électrons sont libres, ils contribuent tous à $B_{e\alpha}$

$$\left.\begin{aligned} B^c_{e\alpha} &= - \frac{8\pi}{3} \frac{\mu_o}{4\pi}(g_o\mu_B)\frac{\eta_\alpha}{V} \cdot n_e V \langle S_z \rangle \\ &= - \frac{8\pi}{3} \frac{\mu_o}{4\pi}(g_o\mu_B)\eta_\alpha n_e \cdot \frac{P}{2} \\ &= b^c_{e\alpha} P \end{aligned}\right\} \qquad \text{(IV.20)}$$

n_e est la concentration en électrons de conduction.

. si les électrons sont piégés, seul l'électron le plus proche, à r_I du noyau α, contribue à $B_{e\alpha}^P$

$$B_{e\alpha}^P(r_I) = -\frac{8\pi}{3}\frac{\mu_o}{4\pi}(g_o\mu_B)\frac{\eta_\alpha}{\pi a_o^{*3}} e^{-2r_I/a_o^*} \cdot \frac{P}{2}$$
$$= b_{e\alpha}^P \cdot P \qquad \text{(IV.21)}$$

b_e^c et $b_e^p(r_I)$ sont négatifs.

(d) Calculons maintenant les valeurs numériques de b_n^c, b_n^p, b_e^c, $b_e^p(r_I)$ pour les différents noyaux de GaSb.

Les données sont rassemblées dans le tableau ci-dessous. Les valeurs de $d_{\Omega\alpha}$ sont estimées à partir des valeurs mesurées dans InSb (107)(108).

	Ga^{69}	Ga^{71}	Sb^{121}	Sb^{123}
I_α	3/2	3/2	5/2	7/2
γ_n rd.s.T^{-1}	$+6,41.10^7$	$+8,15.10^7$	$+6,40.10^7$	$+5,47.10^7$
abondance	60 %	40 %	57 %	43 %
$d_{\Omega\alpha}$ m^{-3}	$4,6.10^{31}$		$1,6.10^{32}$	
η_α	2070		9055	

Dans nos expériences nous créons environ 10^9 électrons dans 10^{-4} cm^3 soit $n_e = 10^{13}$ cm^{-3} (voir Ch.II §III p.41).

Nous déduisons des données :

	Ga^{69}	Ga^{71}	Sb^{121}	Sb^{123}
b_n^c T	-0,138	-0,175	-1,12	-1,07
b_e^c T	$-1,6.10^{-7}$		$-7,4.10^{-7}$	
$b_e^p(r_I)$ T	$-8,7.10^{-4}\ e^{-2r_I/a_o^*}$		$-4,0.10^{-3}\ e^{-2r_I/a_o^*}$	

Les champs b_n produits par les noyaux sur les électrons sont grands, de l'ordre du kG. En revanche les champs produits par les électrons sur les noyaux sont plus faibles : un noyau donné subit un champ de l'ordre du gauss

de la part d'un électron piégé, de l'ordre du mG de la part d'un électron de conduction.

(e) Nous allons maintenant comparer ces résultats à nos valeurs expérimentales. Notons que le calcul prévoit b_e et b_n négatifs, ce qui est en accord avec les résultats expérimentaux et le signe négatif du facteur g^* des électrons.

- La forte valeur expérimentale de b_e ne peut s'expliquer si les électrons sont localisés. Nous observons donc l'interaction hyperfine entre les électrons, lorsqu'ils sont piégés et les noyaux qui les entourent. Cependant la valeur calculée de b_e est au plus -38 G, si $r_I=0$, alors que nous avons mesuré -70 G.

La situation expérimentale n'est pas aussi simple que le modèle que nous avons présenté ci-dessus : l'échantillon contient une forte concentration de donneurs, de l'ordre de $10^{15} cm^{-3}$, si bien que la distance moyenne entre donneurs, 400 Å, est de l'ordre de deux rayons de Bohr. Aussi est-il normal que notre calcul ne donne que l'ordre de grandeur de b_e.

- Les valeurs calculées pour b_n sont de l'ordre de 10 kG pour les noyaux de Sb par exemple. Nous n'observons que 140 G, ce qui indique un facteur de fuite $f \approx 10^{-2}$. Il existe donc un mécanisme de relaxation des noyaux 100 fois plus efficace que l'interaction hyperfine avec les électrons piégés. Dans le dernier paragraphe, après avoir estimé le temps de relaxation des noyaux par interaction hyperfine avec les électrons piégés, nous discuterons l'origine de la fuite.

2. Temps de relaxation nucléaire

Nous n'avons pas fait une étude détaillée des régimes transitoires de la polarisation de la luminescence dûs à l'établissement de la polarisation des noyaux. Néanmoins, le fait que les effets nucléaires disparaissent lorsque la polarisation est modulée à 70 Hz devant l'échantillon fixe une borne inférieure de quelques ms au temps de relaxa-

tion nucléaire. D'autre part, nous avons mis en évidence des régimes transitoires avec des temps allant de la seconde à la minute lors de nos études de polarisation et de résonance déplacée.

Nous n'avons observé qu'un effet global mais il apparaît certain que le temps de relaxation nucléaire est constitué de plusieurs composantes. L'interaction hyperfine de contact permet l'établissement de la polarisation nucléaire à partir des électrons polarisés localisés. Celle-ci se propage ensuite à tout le cristal par diffusion de spin (109).

ⓐ Lampel (46) a calculé le temps de relaxation T_1^N des noyaux par interaction scalaire avec les électrons piégés. L'interaction fluctuante est décrite par une fonction de corrélation de la forme :

$$G(\tau) = \frac{n_d}{N_D}.e^{-|\tau|/\tau_c^n} \qquad \text{(IV.22)}$$

Le temps de corrélation τ_c^n du champ fluctuant vu par les noyaux est dû au mouvement des électrons entre sites donneurs. Il est donc de l'ordre du temps de corrélation introduit au chapitre II ($\tau_c \approx 5$ ns à 1,5 K) ; n_d/N_D est le taux d'occupation des donneurs, très faible dans nos expériences où nous créons 10^{13} électrons par cm^3 alors qu'il existe quelques 10^{15} donneurs par cm^3 dans notre échantillon de GaSb.

On en déduit :

$$\frac{1}{T_{1\alpha}^N(r_I)} = \frac{n_d}{N_D}\left(\frac{\mu_o}{3\pi}\,\gamma_e\gamma_{n\alpha}\hbar\eta_\alpha\right)^2.2\tau_c\,\frac{e^{-4r_I/a_o^*}}{1+(\omega_z\tau_c)^2} \qquad \text{(IV.23)}$$

où ω_z est la pulsation de Larmor électronique.

La valeur la plus courte de $T_{1\alpha}(r_I)$ est obtenue pour $r_I=0$; elle vaut, si on prend $a_o^* = 180$ Å et $\tau_c = 5$ ns :

$$T_1(0)\ Ga^{69} = 31\ s$$

$$T_1(0)\ Ga^{71} = 20\ s$$

$$T_1(O)\ Sb^{121} = 1,7\ s$$

$$T_1(O)\ Sb^{123} = 5,9\ s$$

Les temps de relaxation nucléaires par interaction hyperfine sont donc de la dizaine de secondes, de l'ordre des temps observés. Ils sont longs par suite du faible facteur d'occupation des donneurs.

Si le temps de corrélation de l'interaction vue par les noyaux est de l'ordre du temps de corrélation τ_c des électrons sur les donneurs, la variation en champ magnétique longitudinal des temps de relaxation nucléaire se fait pour des champs de quelques ΔB_z : dès que le champ extérieur devient grand, les temps de relaxation nucléaire sont notablement allongés. Si le mécanisme responsable de la fuite varie à une échelle de champ bien plus grande, la polarisation des noyaux sera réduite dès que $B_z \gg \Delta B_z$. Expérimentalement, nous avons observé que le déplacement de la résonance électronique à 308 MHz, dans un champ de 24 G, est plus petit que le déplacement observé à 150 MHz dans 12 G environ. Ceci montre que l'échelle de variation du facteur de fuite est de l'ordre de ΔB_z, et confirme notre interprétation du temps de corrélation relatif aux noyaux.

(b) La valeur du facteur de fuite indique qu'il existe un autre temps de relaxation, bien inférieur à la seconde, qui intervient dans la relaxation vers zéro de la polarisation nucléaire. Nous avons déjà indiqué que les effets de la polarisation nucléaire ne s'observent que si l'échantillon contient peu d'accepteurs. Un mécanisme de fuite peut être l'interaction hyperfine de contact des noyaux avec les trous piégés sur les accepteurs. Il est difficile de calculer exactement le temps de relaxation correspondant à ce mécanisme par suite du manque de données numériques sur la fonction d'onde du trou. Cependant comme elle est de type P, on s'attend à ce que η soit plus petit pour le trou que pour l'électron ; d'ailleurs dans le silicium on a mesuré à concentration égale les temps de relaxation nuclé-

aire par interaction hyperfine de contact sur les électrons de conduction et sur les trous libres, et on a trouvé une vitesse de relaxation dix fois plus petite pour l'interaction avec les trous (110).

Dans le temps de relaxation par interaction sur les trous piégés, il intervient, en plus de η^2, le taux d'occupation des accepteurs, qui vaut 1, et le rayon de Bohr de l'accepteur (50 Å) à la puissance 6. A cause du faible rayon de Bohr, le temps de relaxation nucléaire par interaction hyperfine avec les trous piégés est probablement plus court que le temps de relaxation par interaction avec les électrons piégés, et peut expliquer la fuite observée. Cette interaction avec les trous ne variera pas en faible champ magnétique, puisque le facteur de Landé du trou est inférieur à celui de l'électron de conduction.

En conclusion, l'observation de l'effet de la polarisation nucléaire sur le pompage optique a permis de mesurer les champs caractéristiques du système couplé électrons-noyaux. Nous interprétons leurs valeurs en attribuant la polarisation des noyaux à l'interaction hyperfine de contact avec les électrons lorsqu'ils sont localisés. Il existe dans l'échantillon un mécanisme de fuite, qui semble dû à l'interaction hyperfine avec les trous piégés sur les accepteurs. Des études précises des régimes transitoires de la polarisation nucléaire devraient permettre d'isoler les différents temps en présence.

C O N C L U S I O N

Le pompage optique interbande nous a permis une connaissance approfondie des systèmes des électrons et des noyaux dans GaSb.

- L'étude de la relaxation du spin des électrons polarisés photocréés montre que les électrons sont en partie délocalisés dans la bande de conduction, et en partie localisés sur les donneurs. Nous attribuons la relaxation du spin des électrons de conduction à un processus de type Elliott-Yafet, comme cela a été observé dans InSb (53) : le temps de relaxation de spin est proportionnel au temps de collision de la quantité de mouvement, déterminé par les collisions sur les accepteurs neutres dans nos échantillons. Nous interprétons la relaxation de l'énergie dans la bande de conduction par l'émission de phonons acoustiques. Les spins des électrons localisés sont relaxés par la fluctuation de l'interaction hyperfine de contact avec les noyaux du cristal. L'accord entre résultats expérimentaux et théorie est quantitatif.

Il serait intéressant de compléter ce travail par une étude des propriétés de transport de ces échantillons : nous pourrions ainsi, à partir de la mesure du temps de relaxation de la quantité de mouvement, préciser notre analyse du temps de relaxation de spin et de la thermalisation.

- Notre détermination, par résonance électronique, du facteur de Landé des électrons de conduction $|g^*| = 9,25$ fournit une valeur bien plus grande que les prévisions théoriques, provenant de la méthode de perturbation $\vec{k}.\vec{p}$. Ceci nous a conduit à analyser les approximations faites habituellement. Nous avons montré que $P^2=(2/m_o)|\langle S|p_x|X\rangle|^2$, qui traduit la probabilité de transition entre bandes de valence et bande de conduction Γ_1, se déduit de la seule mesure de g^*, alors que son expression tirée de la masse

effective m^* de la bande de conduction doit être corrigée par un terme important provenant du couplage entre la bande de conduction Γ_1 et les bandes de conduction supérieures. Nous avons tiré P^2 des valeurs expérimentales de g^* dans les composés III-V : il est en général différent de la valeur admise 23 eV, et d'autant plus grand que l'ionicité du corps est plus faible.

- La polarisation nucléaire dans GaSb, relativement faible, a cependant pu être mise en évidence par ses effets en bas champ sur la polarisation électronique : modification de la variation de la polarisation électronique avec un champ magnétique longitudinal, déplacement de la résonance électronique. Une expérience de double résonance électronique et nucléaire a confirmé le rôle des noyaux dans les effets observés. Comme l'étude réalisée par Paget (103) dans GaAs, ces résultats montrent l'importance du couplage dipolaire entre noyaux, dont l'effet est particulièrement sensible en bas champ. La forte concentration en donneurs ($\approx 10^{15} cm^{-3}$) et en accepteurs ($\approx 10^{16} cm^{-3}$) est probablement à l'origine du fort champ exercé par les électrons sur les noyaux (b_e = - 70 G) et du faible champ exercé par les noyaux sur les électrons (b_n = - 140 G). Cette étude devrait être complétée par des mesures de polarisation en régime transitoire dont nous avons quelques résultats préliminaires.

- Ces expériences ont mis en évidence des temps caractéristiques qui sont tous de quelques ns. Il serait intéressant de poursuivre ces études sur des échantillons différents, de temps de corrélation plus court, et dont la compensation serait mieux connue : l'accroissement de polarisation électronique se faisant alors pour des champs bien plus grands que le champ local nucléaire, les différents effets seraient mieux séparés.

Quoiqu'il en soit, la variété des résultats obtenus dans des échantillons relativement mal connus montre la puissance de la méthode optique d'étude des polarisations électronique et nucléaire.

TABLE DES NOTATIONS UTILISEES

$\vec{a}$ translation entre deux atomes différents dans un composé III-V.

a arête de la maille.

$a(\vec{k})$ coefficient de la fonction d'onde de l'électron de conduction.

a_o^* rayon de Bohr

A coefficient du terme en k^3 de l'énergie de la bande de conduction

$\vec{A}$ potentiel vecteur de l'onde électromagnétique

$A_x(A_y)$ composante du potentiel vecteur sur l'axe Ox (Oy)

$\vec{A}^c$ potentiel vecteur complexe

$A_+^c(A_-^c)$ composante circulaire du potentiel vecteur complexe

$\vec{b}$ champ magnétique fluctuant agissant sur l'électron de conduction

$b(\vec{k})$ coefficient de la fonction d'onde de l'électron de conduction

b_e champ magnétique électronique agissant sur les noyaux à polarisation complète

b_n champ magnétique nucléaire agissant sur les électrons à polarisation complète

$B_{N\alpha}^c$ champ dû aux noyaux de type α agissant sur les électrons de conduction

$B_{N\alpha}^p(r_I)$ champ dû au noyau de type α en r_I agissant sur un électron piégé

B_L champ local nucléaire

$B_x(B_z)$ champ extérieur transverse (longitudinal)

$\Delta B_x(\Delta B_z)$ largeur de la variation en champ transverse (longitudinal

$\vec{B}_{ext}$ champ extérieur

B_o champ de résonance électronique

B_1 champ de radiofréquence

$\langle B^2 \rangle$ valeur moyenne du carré du champ agissant sur les électrons piégés

$\vec{B}_i$ champ statique agissant sur l'électron i

$\vec{B}_{ij}$ champ fluctuant agissant sur l'électron (collisions faibles)

$c(\vec{k})$ coefficient de la fonction d'onde de l'électron de conduction

c_α abondance du noyau de type α

$d_{\Omega\alpha}$ piquage relatif de la fonction d'onde électronique sur le noyau α

$\vec{e}_x(\vec{e}_y)$ vecteur unitaire du plan xOy

$\vec{e}_+(\vec{e}_-)$ vecteur décrivant une polarisation circulaire du plan xOy

E_G largeur de la bande interdite

E'_G énergie comprise entre Γ_1^c et Γ_5^c

E_d énergie du niveau donneur comptée par rapport à la bande de conduction

$E_i(E_f)$ énergie initiale (finale) de la transition optique

E_u énergie d'un niveau de symétrie Γ_5 comptée par rapport à Γ_5^v

$f(\vec{r})$ partie de la fonction de Bloch caractéristique de l'électron libre ou de l'électron piégé

F couplage entre la bande de conduction et les bandes supérieures (Pidgeon et Brown)

F' couplage entre la bande de conduction et les bandes supérieures (Lawaetz)

g_o facteur de Landé de l'électron libre

g^* facteur de Landé de l'électron de conduction

G élément de matrice non nul dans un composé III-V

$\vec{h}(\vec{k})$ champ magnétique associé au terme en k^3 de la bande de conduction

$\mathcal{H}_o$ hamiltonien sans couplage spin-orbite

$\mathcal{H}_{so}$ hamiltonien du couplage spin-orbite

$\mathcal{H}'$ hamiltonien associé au terme en k^3

$\mathcal{H}_{opt}$ hamiltonien associé à la transition optique

$\mathcal{H}_{1\alpha}$ hamiltonien Zeeman effectif pour le noyau α

$I(\sigma_+)$ intensité de la lumière σ_+

I_1 raie bande-accepteur dans GaSb

$\vec{I}_\alpha$ spin du noyau de type α

K compensation

$L_{F+}(L_{F-})$ intensité de luminescence circulaire σ_+ (σ_-)

m_o masse de l'électron libre

m^* masse effective de l'électron de conduction

m_h^* masse effective du trou

m_{hh}^* masse effective du trou lourd

$\vec{M}$ aimantation électronique en régime stationnaire

$\vec{M}(t)$ aimantation électronique à l'instant t

n concentration en électrons photocréés

$n_+(n_-)$ concentration en électrons photocréés de spin +1/2 (-1/2)

$n_{i+}(n_{i-})$ concentration initiale en électrons photocréés de spin +1/2 (-1/2)

n_e concentration en électrons de conduction

n_d concentration en électrons piégés

N_A concentration en accepteurs

N_C densité d'états équivalente de la bande de conduction

N_D concentration en donneurs

p_{xi} composante x_i de l'opérateur quantité de mouvement

$p_+(p_-)$ opérateur intervenant dans une transition optique en lumière circulaire

$p^+(\vec{r})\left[p^-(\vec{r})\right]$ fonction d'onde atomique de type p centrée sur le cation [l'anion]

P polarisation électronique

P_i polarisation électronique initiale

P_o polarisation électronique thermodynamique

P_∞ polarisation électronique en fort champ longitudinal

P^2 carré de l'élément de matrice entre Γ_1^c et Γ_5^v (énergie)

P'^2 carré de l'élément de matrice entre Γ_1^c et Γ_5^c (énergie)

P'^2_u carré de l'élément de matrice entre Γ_1^c et une bande supérieure de type Γ_5

$\mathcal{P}$ polarisation de la luminescence

$\mathcal{P}_\infty$ polarisation de la luminescence en fort champ longitudinal

$\vec{q}$ vecteur d'onde du photon

$\vec{r}$ vecteur espace

$r_+(\sigma_+)\left[r_-(\sigma_+)\right]$ probabilité de recombinaison avec émission de lumière σ_+ à partir d'un état de spin +1/2 [-1/2]

$\vec{R}^+_j(\vec{R}^-_j)$ coordonnée du j° cation (anion)

$\vec{S}$ opérateur spin électronique

S fonction d'onde de symétrie sphérique

$s^+(\vec{r})\left[s^-(\vec{r})\right]$ fonction d'onde atomique de type s centrée sur le cation [l'anion]

t_l temps entre deux collisions (Elliott Yafet)

t_{ij} temps de précession dans le champ $\vec{B}_{ij}$ (collisions faibles)

T température

T_1 temps de relaxation de spin électronique

T_{1*} temps effectif de relaxation électronique

T_1^o temps de relaxation de spin électronique dans l'état thermalisé

T_{1*}^o temps effectif de relaxation électronique dans cet état

T_1^1 temps de relaxation de spin électronique dans l'état de création

T_{1*}^1 temps effectif de relaxation électronique dans cet état

T_2 temps de relaxation de spin électronique transverse

T_{2*} temps effectif de relaxation électronique transverse

$T_{1\alpha}^N$ temps de relaxation du noyau α dû au couplage hyperfin

$T_{1\alpha}^{N'}$ temps de relaxation du noyau α dû à la fuite

u bande de conduction supérieure de type Γ_5

u_s fonction d'onde de la bande de conduction } en l'absence de couplage spin-orbite

u_p fonction d'onde de la bande de valence } en l'absence de couplage spin-orbite

u_k partie périodique de la fonction de Bloch

$\mathcal{V}$ volume contenant l'énergie magnétique

$V(\vec{r})$ potentiel périodique cristallin

V volume du cristal

x_i x, y, z

X, Y, Z } fonction d'onde de la bande Γ_5^v, de symétrie vectorielle

α_x (α_y) phase de l'onde électromagnétique

α_p polarité

γ raie de recombinaison de l'exciton lié dans GaSb

γ facteur gyromagnétique de l'électron photocréé

γ_e facteur gyromagnétique de l'électron libre

$\gamma_{n\alpha}$ facteur gyromagnétique du noyau de type α

Δ écart spin-orbite entre Γ_8^v et Γ_7^v

Δ' écart spin-orbite entre Γ_8^c et Γ_7^c

Δ_u écart spin-orbite entre les bandes u

ε, $\varepsilon(\vec{k})$ énergie cinétique de l'électron de conduction

ε^1 énergie cinétique de création de l'électron

ε^o énergie de thermalisation dans la bande de conduction

ε_s (ε_p) énergie de Γ_1^c (Γ_5^v) en l'absence de couplage spin-orbite

ε_r constante diélectrique relative

η_α piquage de la fonction d'onde électronique sur le noyau α

θ_c temps de saut dans la bande de conduction

θ_d temps de saut entre deux donneurs

θ_t temps de capture sur un donneur

$\theta(\varepsilon^1)$ coefficient de transfert de la polarisation

ν fréquence optique

Π puissance radiofréquence

$\Pi_+(\sigma_+)$ probabilité relative de création d'un électron de spin +1/2 en lumière σ_+

$\vec{\sigma}(\sigma_x,\sigma_y,\sigma_z)$ matrice de Pauli

τ durée de vie des électrons photocréés

τ_c temps de corrélation expérimental

τ_c^c temps de corrélation de l'interaction relaxant les électrons de conduction

τ_c^d temps de corrélation de l'interaction relaxant les électrons piégés

τ_c^N temps de corrélation de la fluctuation de l'interaction hyperfine de contact pour les électrons

τ_c^n temps de corrélation de la fluctuation de l'interaction hyperfine de contact pour les noyaux

τ^1 durée de vie dans le niveau de création

τ^o durée de vie dans l'état thermalisé

$(\tau^f)^{-1}$ probabilité de recombinaison sans thermalisation

τ_p temps de relaxation de la quantité de mouvement

τ_ε temps de relaxation de l'énergie

$\bar{\tau}(\varepsilon^1)$ durée de thermalisation

ϕ, ϕ_j angle de précession dans un champ magnétique transverse

$\phi_c(\phi_v)$ fonction d'onde de la bande de conduction (de valence)

ψ fonction d'onde de l'électron

ω pulsation de l'onde électromagnétique

ω_o pulsation de l'onde radiofréquence

$\omega_x(\omega_z)$ pulsation de Larmor dans le champ transverse (longitudinal)

$\Delta\omega_x(\Delta\omega_z)$ largeur en pulsation transverse (longitudinale)

$\hbar\omega_{op}$ énergie du phonon optique

$\overline{\omega}$ probabilité de réexcitation à partir d'un niveau donneur

Ω volume de la cellule unité

$\vec{\Omega}(\vec{k})$ pulsation fluctuante associée au terme en k^3 de la bande de conduction

$\Omega(\varepsilon)$ valeur quadratique moyenne de cette pulsation à énergie donnée

R E F E R E N C E S

(1) G. Lampel , Phys. Rev. Lett. 20 , 491 (1968)

(2) R.R. Parsons , Phys. Rev. Lett. 23 , 1152 (1969)

(3) A.I. Ekimov et V.I. Safarov , J.E.T.P. Lett 12 , 198 (1970)

(4) B.I. Zakharchenya , V.G. Fleisher , R.I. Dzhioev , Yu.P. Veschunov et I.B. Rusanov , J.E.T.P. Lett 13 , 137 (1971)

(5) C. Weisbuch et G. Lampel dans Proceedings of the 11th International Conference on the Physics of Semiconductors , Warsaw , 1972 (Polish Scientific Publishers, Warsaw 1972) p. 1327

(6) R. Bichard , P. Lavallard et C. Benoit à la Guillaume dans Proceedings of the 12th International Conference on the Physics of Semiconductors , Stuttgart , 1974 (Teubner , Stuttgart 1974) p. 766

(7) A. Bonnot , R. Planel , C. Benoit à la Guillaume et G. Lampel dans Proceedings of the 11th International Conference on the Physics of Semiconductors , Warsaw 1972 (Polish Scientific Publishers , Warsaw 1972) p.1334

(8) E.F. Gross , A.I. Ekimov , B.S. Razbirin et V.I. Safarov J.E.T.P. Lett. 14 , 70 (1971)

(9) G. Fishman , C. Hermann , G. Lampel et C. Weisbuch , J. de Phys. 35 , C-3 ,7 (1974)

(10) A. Kastler , J. de Phys. 11 , 255 (1950)

(11) C. Benoit à la Guillaume et P. Lavallard , Phys. Rev. B 5 , 4900 (1972)

(12) W. Jakowetz , W. Rühle , K. Breuninger et M. Pilkuhn , Phys. Stat. Sol.(a) 12 , 169 (1972)

(13) W. Rühle et D. Bimberg , Phys.Rev. B 12 , 2382 (1975)

(14) C. Hermann et G. Lampel , Phys. Rev. Lett. 27 , 373 (1971)

(15) C. Weisbuch , C. Hermann et G. Fishman , dans Proceedings of the 12th International Conference on the Physics of Semiconductors , Stuttgart , 1974 (Teubner , Stuttgart 1974) p. 761 ; C. Weisbuch , à paraître

(16) C. Weisbuch et C. Hermann , Solid State Commun. 16 , 659 (1974)

(17) C. Weisbuch , à paraître

(18) J.M. Luttinger et W. Kohn , Phys. Rev. 97 , 869 (1955)

(19) A.C.G. Mitchell et M.W. Zemansky , Resonance Radiation and Excited Atoms (Cambridge University Press , 1934)

(20) C. Weisbuch , Thèse de 3ème cycle , Paris (1970)

(21) E.O. Kane , J. Phys. & Chem. Solids 1, 249 (1957)

(22) G.K. Koster , J.O. Dimmock , R.G. Wheeler et H. Statz Properties of the thirty-two point groups (M.I.T. Press, Cambridge , Massachussetts , 1963)

(23) C. Kittel , Quantum Theory of Solids , Ch IX (John Wiley and Sons , New-York , 1963)

(24) G. Fishman , Thèse , Orsay (1974)

(25) R.J. Elliott , Phys. Rev. 96 , 266 (1954)

(26) Y. Yafet dans Solid State Physics , ed. par F. Seitz et D. Turnbull (Academic Press , New York , 1963) , Vol 14 , p. 1

(27) L.M. Roth , B. Lax et S. Zwerdling , Phys. Rev. 114 , 90 (1959)

(28) D.G. Seiler , W.M. Becker et L.M. Roth , Phys. Rev. B 1 , 764 (1970)

(29) M.I. Dyakonov et V.I. Perel , Sov. Phys. JETP 33 , 1053 (1971)

(30) M.I. Dyakonov et V.I. Perel , Sov. Phys. Solid State 13 , 3023 (1972)

(31) A. Filion et F. Fortin , Phys. Rev. B , 8 , 3852 (1973)

(32) G. Benz et R. Conradt dans Proceedings of the 12th International Conference on the Physics of Semiconductors Stuttgart 1974 (Teubner , Stuttgart 1974) p. 1262

(33) D.A. Hill et C.F. Schwerdtfeger , J. Phys. & Chem. Solids 35 , 1533 (1974)

(34) cf par exemple L.I. Schiff , Quantum Mechanics , Ch II (Mc Graw Hill , New York 1955)

(35) P. Aigrain et F. Englert , Les Semiconducteurs (Dunod, Paris 1958) p. 105

(36) R.R. Parsons , Can. J. Phys. 49 , 1850 (1971)

(37) Y.J. Van der Meulen , J. Phys. & Chem. Solids 28 , 25 (1967)

(38) E.J. Johnson et H.Y. Fan , Phys. Rev. 139 , A1991 (1965)

(39) M. D'Olne Campos , A. Gouskov , L. Gouskov et J.C. Pons, J. Appl. Phys. 44 , 2642 (1973)

(40) W. Rühle , W. Jakowetz et M. Pilkuhn dans Luminescence of Crystals, Molecules and Solutions , ed. par Ferd Williams (Plenum Press , New York 1973) p. 444

(41) I. Solomon et J. Ezratty , Phys. Rev. 127 , 78 (1962)

(42) A. Baldereschi et N.D. Lipari , Phys. Rev. B 8 , 2697 (1973)

(43) J. Camassel , Thèse , Montpellier (1974)

(44) A. Abragam , The Principles of Nuclear Magnetism (University Press, Oxford 1961) , Chapitres VIII et X

(45) L.E. Blagosklonskaya , E.M. Gershenzon , Yu.P. Ladyzhinskii et A.P. Popova , Sov. Phys. Solid State 10 , 2374 (1969)

(46) G. Lampel , Thèse , Orsay (1968)

(47) M.I. Dyakonov et V.I. Perel , Sov. Phys. JETP 36 , 995 (1973)

(48) D. Pines , J. Bardeen et C.P. Slichter , Phys. Rev. 106 489 (1957)

(49) N.F. Mott , Can. J. Phys. 34 , 1356 (1956)

(50) A. Miller et E. Abrahams , Phys. Rev. 120 , 745 (1960)

(51) H. Brooks , Advan. Electron. Electron. Phys. 7 , 85 (1955) ;
R.B. Dingle , Phil. Mag.(7) , 46 , 831 (1955)

(52) W. Zawadzki et W. Szymanska , Phys. Stat. Sol. (b) 45 415 (1971)

(53) J.N. Chazalviel , Phys. Rev. B 11 , 1555 (1975)

(54) H. Barry Bebb et E.W. Williams dans Semiconductors and Semimetals , ed. par R.K. Willardson and A.C. Beer (Academic Press , New York 1972) , Vol. 8 ,p. 239

(55) H. Barry Bebb et E.W. Williams , ibidem p. 261

(56) N.F. Mott et W.D. Twose , Adv. Phys. 10 , 107 (1961)

(57) E.J. Johnson dans Semiconductors and Semimetals , ed. par R.K. Willardson et A.C. Beer (Academic Press , New-York 1967) Vol. 3 , p. 154

(58) A.K. Walton et U.K. Mishra , J. Phys. C 1 , 533 (1968)
(59) G. Fishman et C. Hermann , Phys. Stat. Sol. (b) 63 , 307 (1974)
(60) R.R. Parsons , Can. J. Phys. 51 , 718 (1973)
(61) M.A. Habegger et H.Y. Fan , Phys. Rev. Lett. 12 , 99 (1964)
(62) K. Uchinokura et H.Y. Fan , Phys. Rev. B 1 , 3395 (1970)
(63) W.G. Spitzer dans Semiconductors and Semimetals , ed. par R.K. Willardson et A.C. Beer (Academic Press , New York 1967) Vol. 3 , p. 17
(64) A. Bonnot , R. Planel et C. Benoit à la Guillaume , Phys. Rev. B 9 , 690 (1974)
(65) M. Ducloy et M. Dumont , J. de Phys. 31 , 419 (1970)
(66) M. Ducloy , E. Giacobino et B. Decomps , J. de Phys. 31 , 533 (1970)
(67) A. Abragam , The Principles of Nuclear Magnetism (Clarendon Press , Oxford 1961) Ch III
(68) A. Abragam , ibidem , Ch I
(69) M. Guéron dans Comptes-Rendus du 7° Congrès International sur la Physique des Semiconducteurs , Paris 1964 (Dunod 1964) p. 433
(70) F. Bloch et A. Siegert , Phys. Rev. 57 , 522 (1940)
(71) C. Cohen-Tannoudji , J. Dupont-Roc , S. Haroche et F. Laloë , Revue Phys. Appl. 5 , 95 (1970)
(72) B. Lax , J.G. Mavroides , H.J. Zeiger et R.J. Keynes , Phys. Rev. 122 , 31 (1961)
(73) C.R. Pidgeon et R.N. Brown , Phys. Rev. 146 , 575 (1966)
(74) C. Benoit à la Guillaume et P. Lavallard , Phys. Stat. Sol. (b) 59 , 545 (1973)
(75) D. Bimberg et W. Rühle , J. de Phys. 35 , C-3 , 215 (1974)
(76) D. Bimberg et W. Rühle dans Proceedings of the 12th International Conference on the Physics of Semiconductors , Stuttgart 1974 (Teubner , Stuttgart 1974)p. 561
(77) B. Pistoulet et H. Mathieu dans Proceedings of the 9th International Conference on the Physics of Semiconductors , Moscow 1968 (Nauka , Leningrad 1968) p. 532

(78) S. Zwerdling , B. Lax , K.J. Button et L.M. Roth , J. Phys. & Chem. Solids 9 , 320 (1959)

(79) E. Adachi , J. Phys. & Chem. Solids 30 , 776 (1969)

(80) M. Reine , R.L. Aggarwal et B. Lax , Phys. Rev. B 5 , 3033 (1972)

(81) D.J. Chadi , A.H. Clark et R.D. Burnham , à paraître

(82) J.M. Chamberlain , P.E. Simmonds , R.A. Stradling , J. Phys. C 4 , L 38 (1970)

(83) C.W. Litton , R.B. Dennis et S.D. Smith , J. Phys. C 2 2146 (1969)

(84) J. Konopka , Phys. Lett. 26 A , 29 (1967)

(85) E.J. Johnson et D.H. Dickey , Phys. Rev. B 1 , 2676 (1970)

(86) R.A. Isaacson , Phys. Rev. 169 , 312 (1968)

(87) W. Duncan et E.E. Schneider , Phys. Lett. 7 , 23 (1963)

(88) M. Cardona , J. Phys. & Chem. Solids 24 , 1543 (1963)

(89) W.J. Turner , W.E. Reese et R.S. Petitt , Phys. Rev. 136 , A 1467 (1964)

(90) C.R. Pidgeon , D.L. Mitchell et R.N. Brown , Phys. Rev. 154 , 737 (1967)

(91) E.J. Johnson , Phys. Rev. Lett. 19 , 352 (1967)

(92) D.D. Sell , S.E. Stokowski , R. Dingle , J.V. DiLorenzo Phys. Rev. B 7 , 4568 (1973)

(93) M. Cardona , K.L. Shaklee et F.H. Pollack , Phys. Rev. 154 , 696 (1967)

(94) C.R. Pidgeon , S.H. Groves et J. Feinleib , Solid State Commun. 5 , 677 (1967)

(95) O. Berolo et J.C. Woolley dans Proceedings of the 11th International Conference on the Physics of Semiconductors , Warsaw 1972 (Polish Scientific Publishers , Warsaw 1972) p. 1420

(96) F. Herman et S. Skillman , Atomic Structure Calculations (Prentice Hall , Englewood Cliffs , New Jersey 1963)

(97) P. Lawaetz , Phys. Rev. B 4 , 3460 (1971)

(98) J.A. Van Vechten , Phys. Rev. 182 , 891 (1969)

(99) G. Leman , Annls de Phys. 7 , 505 (1962)

(100) W.A. Harrison , Phys. Rev. B 8 , 4487 (1973)

(101) A.I. Ekimov et V.I. Safarov , JETP Lett. 15 , 453 (1972)

(102) W.D. Knight dans Solid State Physics , ed. par F. Seitz et D. Turnbull (Academic Press , New York 1956) , Vol. 2 , p. 93

(103) D. Paget , Thèse de 3ème cycle , Orsay (1975) ; D. Paget , G. Lampel , V.I. Safarov et B. Sapoval , à paraître

(104) M. Goldman , Spin Temperature and Nuclear Magnetic Resonance in Solids (University Press , Oxford 1970)

(105) R.L. Mieher dans Semiconductors and Semimetals, ed. par R.K. Willardson et A.C. Beer (Academic Press , New York 1966) Vol. 2 , p. 141

(106) M.I. Dyakonov et V.I. Perel , Sov. Phys. JETP 38 , 177 (1974)

(107) M. Guéron , Phys. Rev. 135 , A 200 (1964)
A. Willig et B. Sapoval , Solid State Commun. 11 , 1077 (1972)

(108) B. Sapoval , communication privée

(109) P.G. de Gennes , J. Phys. & Chem. Solids 3 , 345 (1955)
W.E. Blumberg , Phys. Rev. 119 , 79 (1960)

(110) R.G. Shulman et B.J. Wyluda , Phys. Rev. 103, 1127 (1956)

(111) C.W. Higginbotham , F.H. Pollack et M. Cardona dans Proceedings of the 9th International Conference on the Physics of Semiconductors , Moscow 1968 (Nauka , Leningrad 1968) p. 57

Cette thèse a été effectuée dans le Laboratoire de Physique de la Matière Condensée de l'Ecole Polytechnique sous la direction de Monsieur le Professeur I. SOLOMON, que je remercie pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail.

Georges LAMPEL, qui anime avec dynamisme le petit groupe de pompage optique dans les semiconducteurs du Laboratoire PMC, m'a constamment guidée dans ces recherches. Mes collègues et amis "opticiens" Daniel PAGET, Claude WEISBUCH et Guy FISHMAN, dont les talents se complètent harmonieusement, m'ont également beaucoup apporté. J'associe à mes remerciements tous mes camarades chercheurs de ce laboratoire.

La plus grande partie de ce travail a été réalisée pendant que le groupe de pompage optique du Laboratoire PMC était hébergé par le Groupe de Physique des Solides de l'Ecole Normale Supérieure. J'y ai vivement apprécié l'accueil du laboratoire de Monsieur C. BENOIT A LA GUILLAUME et les fructueux échanges que nous y avons eus.

Tous les techniciens et mécaniciens de l'Ecole Polytechnique et de l'Ecole Normale Supérieure m'ont aidée efficacement. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma gratitude.

Une partie de cette thèse n'aurait pu exister sans le concours d'André JOULLIE, de l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc, qui nous a fabriqué d'excellents échantillons d'antimoniure de gallium. Daniel PAQUET a collaboré activement à l'analyse de la relaxation électronique dans ce corps.

Je remercie tous ceux qui ont contribué à la présentation matérielle de cette thèse, et en particulier Madame J.FOURNIER qui s'est chargée de la frappe avec amabilité et Monsieur P. JOLICLERCQ dont on remarquera la qualité des clichés.

Je voudrais enfin remercier ceux qui m'ont laissé un peu de temps pour faire de la recherche, Philippe et Denis, et quelques générations d'agrégatifs.